



HAL
open science

Contribution à la caractérisation du rayonnement électromagnétique de la foudre et à sa modélisation en vue du couplage sur les câbles

Sylvie Rathoin

► **To cite this version:**

Sylvie Rathoin. Contribution à la caractérisation du rayonnement électromagnétique de la foudre et à sa modélisation en vue du couplage sur les câbles. Energie électrique. Ecole Centrale de Lyon, 1993. Français. NNT: . tel-00377473

HAL Id: tel-00377473

<https://theses.hal.science/tel-00377473>

Submitted on 22 Apr 2009

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

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

THESE
présentée devant

L'ECOLE CENTRALE DE LYON

pour obtenir le titre de

DOCTEUR
(Arrêté du 21/11/1988)

spécialité : Génie Electrique

préparée au sein de

L'ECOLE DOCTORALE DE LYON DES SCIENCES POUR L'INGENIEUR :
ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE

par

Sylvie RATHOIN
(Ingénieur E.C.L.)

**Contribution à la caractérisation du rayonnement
électromagnétique de la foudre et à
sa modélisation en vue du couplage sur les câbles**

Soutenue le 2 décembre 1993 devant la Commission d'Examen

Jury :

Messieurs	J. FONTAINE	Université de Clermont Ferrand	Président
	P. DOMENS	Université de Pau	Rapporteur
	A. ZEDDAM	Centre National d'Etudes des Télécommunications de Lannion	Rapporteur
	P. AURIOL	Ecole Centrale de Lyon	Examineur
	P. BARATON	Electricité de France	Examineur
	M. IANOZ	Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne	Examineur

Remerciements

Ce travail a été réalisé au Centre de Génie Electrique de Lyon (CEGELY) dans le cadre d'une bourse de docteur-ingénieur du C.N.R.S. grâce à Monsieur P. Auriol qui m'a accueilli au sein de son équipe. Qu'il trouve ici l'expression de toute ma gratitude.

Je remercie Monsieur P. Domens, professeur à l'Université de Pau et des Pays de l'Adour, et Monsieur A. Zeddani du Centre National d'Etudes des Télécommunications de Lannion, de l'honneur qu'ils m'ont fait d'accepter la tâche de rapporteur.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Messieurs J. Fontaine et M. Ianoz qui honorent de leur présence le jury de cette thèse.

J'adresse tous mes remerciements à Messieurs P. Baraton, F. Morillon du Centre de Recherche EDF des Renardières pour la collaboration efficace qu'ils ont apportée lors des diverses campagnes de mesures en laboratoire et sur site ainsi que pour les études théoriques et numériques. Je n'oublie pas non plus les contributions des autres personnes de ce centre qui ont participé à ce travail.

Ce travail n'aurait pu se réaliser sans la participation et la compétence des membres du CEGELY qui ont su m'aider dans toutes les tâches techniques (Messieurs Chappuis, Duboeuf et Prébet et Mesdames Chabert et Floirat), informatiques (Messieurs Mariaux, Muller et Fabrègue) et scientifiques (Messieurs Buret et Béréal). Je les en remercie sincèrement.

Je remercie aussi les amis qui m'ont soutenue tout au long de ce travail, dont en particulier tous les étudiants chercheurs du CEGELY et Monsieur M. Kane qui, entre autre, m'a assistée lors de la campagne de foudre déclenchée.

Je n'aurais certainement pas entrepris cette thèse si je n'avais découvert le domaine de la compatibilité électromagnétique et de la foudre en particulier, grâce à la compétence de tous les participants aux campagnes de foudre déclenchée 1990 et 1991 de Saint Privat D'Allier : je remercie ainsi Monsieur et Madame P. Depasse, Messieurs Eybert-Bérard, Berlandis et Bador du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble et, les personnels de Renault Véhicules Industriels, de Peugeot S.A., de l'I.N.R.E.T.S., de l'U.T.A.C., du C.N.E.T. Lannion,

SOMMAIRE

Remerciements

SOMMAIRE	1
INTRODUCTION	7
Chapitre I : LA Foudre	10
I.1°) Présentation du phénomène naturel :	11
I.1°).a) rôle des orages : [1]	11
I.1°).b) formation des nuages orageux : [1, 2, 3, 4, 5]	12
I.1°).c) les différents coups de foudre : [1, 2, 3, 4, 5]	13
I.2°) Les caractéristiques des décharges nuage-sol :	14
I.2°).a) Les différentes décharges : [1, 2, 3, 4, 5]	14
I.2°).b) les formes d'onde des courants de foudre : [1, 2, 3, 4, 5]	15
I.3°) Le champ électromagnétique rayonné : [6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14]	18
I.4°) Phénomènes physiques mis en jeu dans une décharge électrique : [15, 16, 17, 22, 23, 24]	21
I.4°).a) cas de la décharge positive :	21
I.4°).b) cas de la décharge négative :	22
I.5°) Analogie avec les grandes étincelles : [18, 19, 20, 21]	24
I.6°) Conclusion :	26
Chapitre II : ETUDE EN Foudre DECLENCHEE	27
II.1°) Principe et méthode de déclenchement [6, 14, 25, 26, 27, 28, 29]:	28
II.2°) Caractéristiques de deux sites de déclenchement : [6, 11, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 33]	30
II.2°).a) Le site du Kennedy Space Center en Floride : [11, 27, 28, 30, 31, 33]	30

II.2° b) Le site de Saint Privat D'Allier en Haute Loire : [6, 25, 26, 27, 28, 29, 31].....	30
II.2° c) Déroulement d'un déclenchement artificiel de foudre à Saint Privat D'Allier : [29]	31
II.3°) La campagne de déclenchement de 1991 : [29, 32].....	33
II.4°) Présentation de l'expérimentation EDF-CEGELY : [29, 32]	35
II.4° a) Présentation des mesures réalisées : [32].....	35
II.4° b) Les contraintes expérimentales : [29].....	35
II.4° c) Description du système de mesure utilisé : [32].....	36
II.5°) Résultats obtenus : [32].....	41
II.5° a) Calcul approché du courant de foudre à partir du champ magnétique à l'aide de la loi d'Ampère :	41
II.5° b) Tir 9113 :	43
II.5° c) Tir 9119 :	49
II.5° d) Tir 9120 :	49
II.5° e) Tir 9126 :	50
II.5° f) Tir 9128 :	51
II.5° g) Tir 9130 :	53
II.6°) Analyse générale des enregistrements de courant induit et de champ rayonné : [32]	54
II.6° a) Forme du courant induit mesuré :	54
II.6° b) Champ électromagnétique mesuré :	55
II.7°) Conclusion :	57
II.7° a) Sur la campagne 1991 : [32].....	57
II.7° b) Sur l'étude des éclairs déclenchés : [25, 26, 27, 28, 30, 31, 33].....	58
 Chapitre III : ETUDE DES GRANDES ETINCELLES DE LABORATOIRE	60
III.1°) Comment utiliser les grandes étincelles de laboratoire pour simuler la foudre ? : [17, 18, 19, 20, 21, 22, 34, 35, 36, 37, 38].....	61
III.1° a) Présentation du matériel et du circuit d'essai :	61
III.1° b) Les intérêts de ce moyen d'étude :	62

III.1°.c) Les limites de la simulation de la foudre en laboratoire :	63
III.2°) Mesures réalisées au CEGELY : [36, 37]	65
III.2°.a) Présentation des mesures :	65
III.2°.b) Influence de la longueur de l'arc :	67
III.2°.c) Influence de la présence des parois :	67
III.2°.d) Influence de la distance entre capteur et arc électrique :	68
III.2°.e) Influence de la sensibilité des capteurs par rapport à leur environnement :	70
III.2°.f) Remarques générales :	71
III.3°) mesures réalisées dans le hall d'essais très haute tension du centre EDF des Renardières : [34, 35, 38]	73
III.3°.a) Présentation des mesures :	73
III.3°.b) Mesure du courant et de la tension de décharge :	76
III.3°.c) Mesure du champ électromagnétique rayonné :	78
III.3°.c.1) Organisation des mesures :	78
III.3°.c.2) Première configuration de mesure :	79
III.3°.c.3) Deuxième configuration de mesure :	81
III.3°.c.4) Troisième configuration de mesure :	84
III.3°.c.5) Quatrième configuration de mesure :	86
III.3°.d) Mesures du couplage sur un câble :	87
III.3°.e) Remarques générales :	90
III.4°) Conclusion :	92
 CHAPITRE IV : ANALYSE CRITIQUE DES MODELES ACTUELS DE CALCUL DU RAYONNEMENT ELECTROMAGNETIQUE GENERE PAR UNE DECHARGE DE Foudre	93
IV.1°) Les modèles les plus utilisés et étudiés actuellement : [3, 7, 8, 10, 13, 39 à 62]	94
IV.1°.a) Modèle de la loi d'Ampère :	94
IV.1°.b) Modèle de la ligne de transmission : [3, 39, 40, 41, 44, 45]	95
IV.1°.b.1) Principe : [3, 40]	95
IV.1°.b.2) Les diverses variantes :	97

IV.1°.b.2.1) Modèle de Bruce et Golde (1941) : [39]	97
IV.1°.b.2.2) Modèle de Uman et Mac Lain (1969) : [3, 39, 40].....	97
IV.1°.b.2.3) Modèle de Y.T. Lin, M.A. Uman et R.B. Standler (1979) : [3, 39, 44]	98
IV.1°.b.2.4) Modèle de M.J. Master, M.A. Uman, Y.T. Lin et R.B. Standler : [3, 44]	100
IV.1°.b.2.5) Discussion sur la validité de ces modèles : [45]	101
IV.1°.c) Modèle de la source de courant mobile : [40, 47, 48]	103
IV.1°.c.1) Principe :	103
IV.1°.c.2) Hypothèses et équations :	104
IV.1°.c.3) Résultats et comparaison avec le modèle de la ligne de transmission :	107
IV.2°) Les autres modèles :	110
IV.2°.a) Modèle de R.E. Lefferts (1978) : [49]	110
IV.2°.b) Calcul utilisant la méthode des éléments finis (1985) : [50].....	111
IV.2°.c) Modèle de l'arc subséquent de P. Hubert (1985) : [51]	113
IV.2°.d) Modèle de V. Cooray (1989) : [52].....	115
IV.2°.e) Conclusion : [62]	116
IV.3°) Modélisation des précurseurs par bonds :	118
IV.3°.a) Caractérisation du rayonnement des précurseurs par bonds : [7, 8, 10, 58, 59, 60, 61].....	118
IV.3°.b) Phénoménologie des phases impulsionnelles du précurseur par bonds négatif : [61].....	120
IV.3°.c) Modèles : [58, 59, 62].....	121
IV.3°.c.1) Modèle de J.P. Moreau : [61]	121
IV.3°.c.2) Modèle de I. Taudière : [59]	122
IV.4°) Conclusion :	124

CHAPITRE V : MISE EN OEUVRE ET EXPLOITATION DE MODELES DE RAYONNEMENT DE LA FOUDRE EN VUE DE CARACTERISER LES PHENOMENES ELECTROMAGNETIQUES INDUITS	125
V.1°) Etude réalisée :	126
V. 2°) Résultats obtenus :	129
V.2° a) Modèle de la loi d'Ampère :	129
V.2° a.1) Code de calcul :	129
V.2° a.2) Résultats :	131
V.2° a.2.1) Influence de la distance au point d'impact :	131
V.2° a.2.2) Influence de la forme d'onde de courant :	132
V.2° a.2.3) Comparaison avec les résultats obtenus en foudre déclenchée :	133
V.2° a.2.4) Influence de la tortuosité :	134
V.2° a.2.5) Influence de la prise en compte de la propagation de l'onde de courant et de la présence du sol :	135
V.2° a.2.6) Conclusion :	138
V.2° b) Modèle de la ligne de transmission :	138
V.2° b.1) Code de calcul :	138
V.2° b.2) Résultats :	141
V.2° b.2.1) Influence de la distance au point d'impact et de l'altitude du point d'observation :	141
V.2° b.2.2) Influence de la vitesse de propagation de l'onde de courant dans le canal :	144
V.2° b.2.3) Influence de l'amortissement de l'amplitude de l'onde de courant avec l'altitude :	146
V.2° b.2.4) Influence de la forme d'onde choisie pour modéliser le courant :	148
V.2° b.2.5) Influence de la hauteur du canal de décharge modélisée :	149
V.2° b.2.6) Comparaison avec les résultats obtenus en foudre déclenchée :	151

V.2°.b.2.7) Influence de la tortuosité :	151
V.2°.b.2.8) Conclusion :	155
V.2°.c) Modèle de la source de courant mobile :	155
V.2°.c.1) Code de calcul :	155
V.2°.c.2) Résultats :	157
V.2°.c.2.1) Influence de la distance au point d'impact et de l'altitude du point d'observation :	157
V.2°.c.2.2) Influence de la vitesse de déplacement de la source de courant :	159
V.2°.c.2.3) Influence de l'amortissement de l'amplitude de l'onde de courant avec l'altitude :	160
V.2°.c.2.4) Influence de la forme d'onde du courant :	161
V.2°.c.2.5) Conclusion :	163
V.3°) Conclusion :	164
CONCLUSION	165
Table des figures et tableaux	167
BIBLIOGRAPHIE	172
ANNEXES	177
Annexe I.1 : niveaux isokérauniques en France	
Annexe II.1 : calendrier des alertes et tirs de la campagne de Saint Privat 1991	
Annexe II.2 : enregistrements réalisés lors de la campagne de Saint Privat 1991	
Annexe III.1 : évolution en fréquence du facteur d'antenne des antennes cadre et verticale	
Annexe III.2 : enregistrements réalisés dans le hall haute tension du CEGELY	
Annexe III.3 : facteur de correction de l'antenne log-spirale	
Annexe III.4 : fonction de transfert et structure du filtre 100 MHz	
Annexe IV.1 : calcul du champ électromagnétique par le modèle de la ligne de transmission	
Annexe V.1 : résultats obtenus avec le modèle de la loi d'Ampère	
Annexe V.2 : résultats obtenus avec le modèle de la ligne de transmission	
Annexe V.3 : résultats obtenus avec le modèle de la source de courant mobile	
Annexe V.4 : comparaison entre les mesures en foudre déclenchée et les résultats de calculs numériques.	

INTRODUCTION

De nos jours, les perturbations électromagnétiques deviennent de plus en plus gênantes pour un grand nombre d'activités industrielles ainsi que pour de nombreuses occupations de la vie quotidienne. Ceci s'explique par la multiplication des sources potentielles issues du développement important des installations électriques mais aussi par l'apparition de systèmes électroniques de sensibilité croissante. Une nouvelle discipline est alors née : la compatibilité électromagnétique c'est-à-dire l'art de faire fonctionner des systèmes électriques sensibles dans un environnement électromagnétique perturbé (le terme de susceptibilité est employé dans ce cas) mais aussi de réduire les perturbations engendrées par les systèmes électriques dès leur conception. De multiples normes sont donc apparues et apparaissent encore afin de réglementer les niveaux de rayonnement électromagnétique que les systèmes doivent supporter sans modification de leur fonctionnement normal ainsi que les niveaux de perturbations électromagnétiques maximales qu'ils produisent au cours de leur fonctionnement.

Les perturbations électromagnétiques se classent en deux familles suivant leur origine :

- les perturbations d'origine artificielle telles que celles dues aux radiocommunications, aux radars, aux équipements électriques (transport d'énergie, traction électrique, ...), ...;
- les perturbations d'origine naturelle telles que la foudre, les rayonnements cosmiques, les décharges électrostatiques,

En ce qui concerne la première famille, il est possible de réduire la gêne occasionnée en agissant à deux niveaux. Tout d'abord, il faut agir au niveau de la source de la perturbation en limitant les émissions électromagnétiques indésirables dès la conception même du système coupable. Ensuite, il faut agir au niveau du système victime en le rendant moins vulnérable aux perturbations extérieures.

Malheureusement, pour ce qui est des perturbations d'origine naturelle, il est en général impossible d'avoir une quelconque influence sur la source. Le seul recours est donc la protection des systèmes menacés. C'est la raison pour laquelle il est nécessaire de connaître précisément les caractéristiques de la perturbation (mécanismes physiques, grandeurs caractéristiques) pour pouvoir protéger efficacement les systèmes victimes.

Dans le cas particulier de la foudre, les mécanismes et le rayonnement électromagnétique généré n'ont pas changé au cours du temps mais les incidents provoqués par ce phénomène naturel vont en augmentant du fait de l'utilisation de plus en plus importante de systèmes dont la vulnérabilité croît aussi. Même si elle reste un instrument extrêmement dangereux de la colère du ciel (elle est la cause de nombreuses morts humaines et animales, d'incendies de forêts, de bâtiments industriels, ...), l'étude actuelle de ce phénomène a pour objectif la connaissance précise de ses effets sur les matériels sensibles, principalement dans les domaines de l'aérospatiale, du militaire, des télécommunications, Toutefois, la connaissance du phénomène physique en lui-même est loin d'être parfaite et des études plus fondamentales sont réalisées afin de comprendre le mécanisme général et de lever, si possible, les incertitudes existant entre autres, sur le point et l'instant d'impact de la décharge.

Pour notre part, notre objectif n'est pas d'élucider les phénomènes physiques complexes mis en jeu au cours d'une décharge de foudre mais de réaliser une caractérisation aussi précise que possible du rayonnement engendré afin de constituer des modèles utilisables pour prévoir les effets de la foudre. A ces fins, notre travail s'est décomposé en cinq parties que nous allons présenter au cours de ce rapport.

En tout premier lieu, nous avons souhaité décrire rapidement la phénoménologie de la foudre. Nous présentons ainsi le rôle de la foudre dans l'équilibre électrique terrestre, la formation des nuages orageux et les diverses formes des coups de foudre. Ensuite, une description rapide des caractéristiques des décharges qui se produisent entre le nuage et le sol est suivie par la présentation du rayonnement électromagnétique généré. Enfin, nous terminons cette première partie par une légère incursion dans le domaine de la physique du phénomène afin de désigner les mécanismes impliqués et de définir l'analogie entre la foudre et les grandes étincelles de laboratoire.

Notre étude de la foudre se poursuit par la présentation des mesures que nous avons réalisées en foudre déclenchée. Après avoir expliqué le principe du déclenchement artificiel, nous décrivons les deux sites principaux où se déroulent actuellement ce type de campagnes de mesure. Enfin, nous dévoilons l'expérimentation que nous avons conduite lors de la campagne de déclenchement artificiel de la foudre de Saint Privat D'Allier durant l'été 1991. Le dépouillement des résultats obtenus, nous permet de conclure sur l'intérêt de ces déclenchements artificiels pour constituer une base de données des effets de la foudre. Cependant, la lourdeur de ce type d'expérimentation nous fait nous tourner vers l'étude du phénomène en laboratoire.

La troisième partie présente donc l'étude en laboratoire d'essais haute tension des grandes étincelles dont l'analogie avec la foudre a été présentée précédemment. Nous décrivons tout d'abord le matériel et le circuit d'essais puis les avantages et les inconvénients de ce moyen d'étude. Nous poursuivons par la présentation des mesures réalisées dans deux laboratoires différents qui autorisent des caractérisations différentes du phénomène. L'exploitation des

résultats obtenus permet de comparer les deux laboratoires et de définir la complémentarité des essais en laboratoire et en foudre déclenchée.

Nous abordons l'étude théorique du rayonnement électromagnétique de la foudre par une analyse critique des modèles de calcul de champs générés par le phénomène proposés dans la littérature. Nous présentons bien sûr les modèles de la loi d'Ampère, de la ligne de transmission et de la source de courant mobile mais aussi d'autres moins connus qui s'appuient sur des conceptions moins courantes. Enfin, nous décrivons l'étude des précurseurs par bonds de la foudre et leur modélisation. Cette quatrième partie nous permet d'introduire notre étude théorique du sujet.

Nous avons réalisé une série de simulations basées sur les trois modèles principaux de calcul du rayonnement électromagnétique généré par la foudre. Notre objectif était de déterminer le modèle le plus simple capable de prévoir le champ rayonné en vue de la caractérisation des phénomènes induits. Nous avons donc lancé une étude paramétrée de ces modèles afin de définir la sensibilité des résultats fournis par rapport aux paramètres de la modélisation.

Enfin, nous concluons sur les résultats de notre travail et sur les suites à lui donner

Chapitre I :

LA Foudre

I.1°) Présentation du phénomène naturel :

I.1°.a) rôle des orages : [1]

La terre et l'électrosphère, couche de la haute atmosphère ionisée et située à environ 50 kilomètres d'altitude, peuvent être considérées, en première approximation, comme les armatures d'un gigantesque condensateur sphérique. La tension de ce condensateur atteint 300 kiloVolts environ ce qui génère un champ électrique au sol de 100 à 150 Volts/mètre par beau temps. La terre est alors assimilée à une sphère conductrice et équipotentielle, dont la charge négative égale à 10^6 Coulombs se répartit à la surface. Une charge positive équivalente est distribuée dans l'atmosphère. Entre les armatures de ce condensateur, un courant de conduction s'écoule à travers l'isolant médiocre que constitue l'atmosphère. Pour la surface totale de la terre, ce courant est de l'ordre de 1,8 kA et peut donc neutraliser la charge terrestre négative par l'apport de charges positives. Le rôle des orages est alors de compenser le courant de fuite par un apport de charges négatives. Le champ électrique est ainsi maintenu constant entre la terre et l'électrosphère, et les orages agissent comme un générateur qui rétablit la différence de potentiel de beau temps en alimentant la charge négative de la terre et la charge positive de l'atmosphère. La figure I.1 schématise l'ensemble de ces transferts de charges.

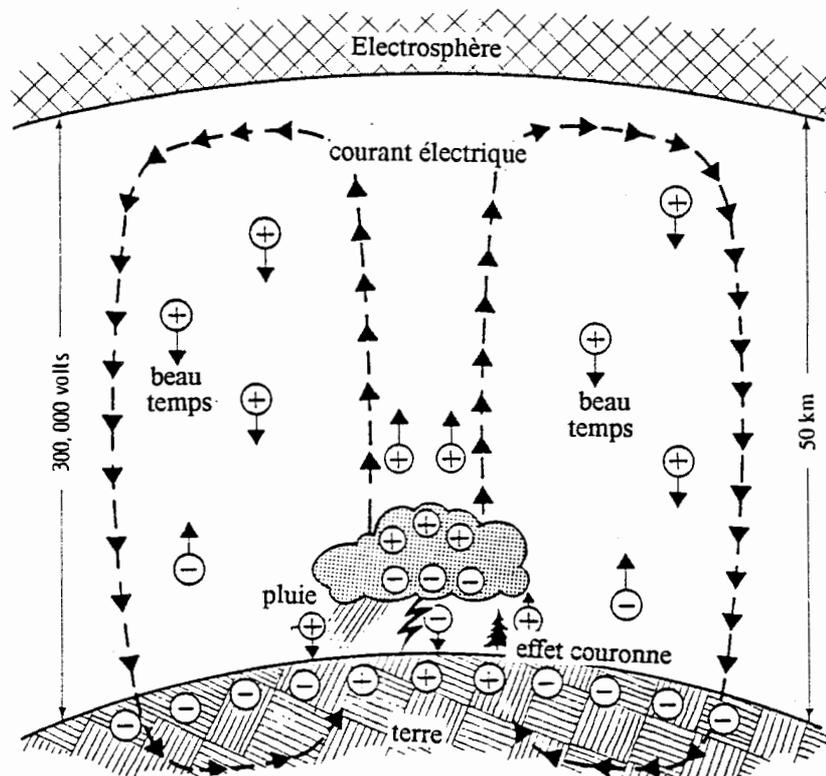


figure I.1 : transferts de charges entre la terre et l'électrosphère [1]

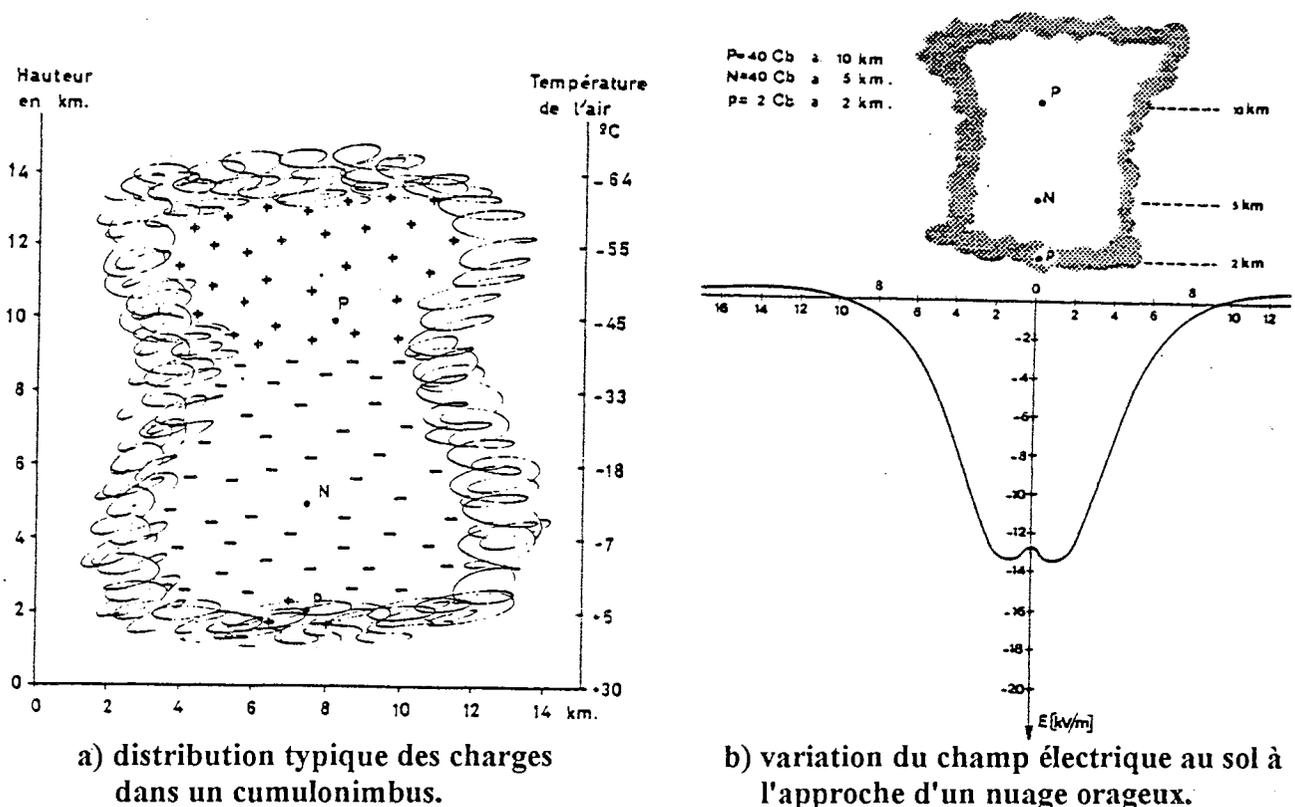
De plus, lors de la décharge de foudre, la synthèse des oxydes d'azote nécessaires à la vie sur terre est réalisée au niveau du canal de décharge.

1.1°.b) formation des nuages orageux : [1, 2, 3, 4, 5]

La formation des nuages orageux de type cumulo-nimbus résulte de la rencontre d'un front froid avec de l'air chaud (dans les régions tempérées) ou d'un réchauffement local du sol en période d'humidité élevée (dans les régions tropicales). Des phénomènes mécaniques de mouvements d'air apparaissent : un courant ascendant entraîne de grandes quantités d'eau en altitude et provoque une séparation des charges électriques. Le nuage orageux ainsi créé peut s'étendre sur plusieurs kilomètres-carrés et se situe généralement entre les altitudes de 2 et 15 kilomètres.

En général et dans les régions tempérées, l'électrisation du nuage est la suivante : la partie supérieure, constituée de cristaux de glace, est chargée positivement, tandis que la partie inférieure, constituée de gouttelettes d'eau, est chargée négativement (de plus, un îlot de charges positives est souvent enserré dans cette masse négative). Des contraintes électriques entre les différentes couches intérieures du nuage apparaissent et aboutissent, dès que le gradient limite de claquage dans l'air est atteint, à des décharges électriques. Le nuage constitue alors un véritable dipôle (Cf figure I.2. a).

A l'approche d'un nuage orageux, le champ électrostatique atmosphérique au sol s'inverse puis croît dans de fortes proportions (Cf figure I.2. b).



a) distribution typique des charges dans un cumulonimbus.

b) variation du champ électrique au sol à l'approche d'un nuage orageux.

figure I.2 : le nuage orageux et ses effets sur le champ électrostatique au sol [2, 4, 5]

1.1°.c) les différents coups de foudre : [1, 2, 3, 4, 5]

Le seuil d'ionisation de l'air atmosphérique est de l'ordre de 30 kiloVolts/cm. Lorsque ce gradient limite de claquage est atteint, il y a décharge électrique : décharge de foudre à l'intérieur du nuage, entre le nuage et l'air, entre deux nuages ou entre le nuage et le sol. Les décharges intra-nuage représentent plus de la moitié de l'activité orageuse; les décharges nuage-nuage ou nuage-air sont quant à elles plus rares. Les décharges nuage-sol totalisent pour leur part environ un tiers des décharges électriques produites.

Jusqu'à présent, l'homme s'est surtout intéressé aux décharges qui frappent le sol, d'une part parce qu'elles sont à l'origine de morts humaines et animales, d'incendies de forêt et de problèmes sur les systèmes de transport d'énergie, systèmes de communication et systèmes électroniques, d'autre part parce que leur observation et leur étude sont plus aisées que celles des décharges intra-nuage, inter-nuage ou nuage-air.

Certaines campagnes de mesures en vol ont toutefois été réalisées à l'aide d'avions (type Transall) expérimentés pour enregistrer les signaux de champs électrique et magnétique ainsi que les courants injectés dans la structure de l'avion par les décharges rencontrées. Elles ont montré que les perturbations engendrées présentent des dangers pour les véhicules aériens mais aussi pour les activités terrestres dans la mesure où la fréquence des signaux perturbateurs se situe dans la gamme submicroseconde, gamme qui excite les résonances des systèmes.

Pour notre part, nous nous sommes intéressés aux décharges nuage-sol pour lesquelles l'homme a développé depuis de nombreuses années quantité d'énergie afin d'arriver à comprendre et à caractériser le phénomène. Des grandeurs plus ou moins précises ont été définies afin de caractériser la probabilité pour un site donné d'être frappé par la foudre.

La sévérité orageuse d'une région peut être ainsi quantifiée par son niveau kéraunique : grandeur numérique définie comme le nombre de jours par an où le tonnerre a été entendu. Malgré la simplicité de cette définition, l'établissement de statistiques a pu être réalisé et permet de définir une notion du danger auquel est exposée chaque région du globe (Cf annexe I.1 : carte des niveaux isokérauniques en France).

La notion de densité de décharges de foudre au sol est par contre plus intéressante. Pour la mesurer, on utilise des compteurs CIGRE (mesure de la variation du champ électrique local produite par la décharge), des compteurs optiques (sensibles à la lumière produite par la décharge) et des compteurs utilisant le principe de la triangulation par détection radiogoniométrique du champ électromagnétique rayonné par les décharges. Des formules ont été élaborées pour relier le niveau kéraunique et la densité de décharges de foudre au sol.

Par exemple, on a :

$$N_s = N_i (1.9 \pm 0.1) \cdot (2.6 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}$$

avec : N_s : densité de décharges de foudre au sol par km² et par an
 N_i : niveau kéraunique.

1.2°) Les caractéristiques des décharges nuage-sol :

1.2°.a) Les différentes décharges : [1, 2, 3, 4, 5]

Le phénomène de foudre se décompose en deux phases successives:

- une prédécharge faiblement lumineuse (traceur)
- l'amorçage d'un arc dans le canal de prédécharge.

Suivant la nature de la décharge de foudre, les mécanismes de ces deux phases sont différents. On classe donc les décharges de foudre selon leur polarité et selon le sens de propagation de la prédécharge. On distingue ainsi les décharges de foudre négatives (base du nuage chargée négativement, ce qui correspond à 90% des cas dans les régions tempérées) ou positives (base du nuage chargée positivement) et les décharges de foudre descendantes (prédécharge à partir du nuage vers le sol) ou ascendantes (prédécharge à partir du sol vers le nuage, ce qui ne se produit qu'à partir d'une proéminence du terrain).

La décharge de foudre négative descendante est la plus fréquente et peut être décrite par le mécanisme suivant (Cf figure I.3). Pendant 100 millisecondes environ, l'activité électrique intra-nuage s'intensifie et se manifeste par des décharges préliminaires à l'intérieur du nuage de durée typique 10 millisecondes qui réorganisent les charges et créent les conditions de développement d'une prédécharge. La prédécharge (précurseur, traceur ou *leader*) se propage alors du nuage vers le sol par bonds de quelques dizaines de mètres séparés par des temps d'arrêt de l'ordre de 20 à 100 microsecondes (la vitesse de progression moyenne étant comprise entre 0.15 et 1.50 m/ μ s) : c'est le précurseur par bonds ou *stepped leader*. Au fur et à mesure que ce traceur progresse, il se ramifie et la luminosité du chemin ionisé s'accroît. Au cours de cette phase, un important rayonnement électromagnétique, haute fréquence mais d'amplitude moyenne, est émis. Dès que le précurseur arrive à proximité du sol, des prédécharges ascendantes se développent à partir d'une saillie dans sa direction. C'est le phénomène d'attachement. Et, lorsque le traceur et une prédécharge se rejoignent, il y a court-circuit entre le nuage et le sol, ce qui permet le passage d'un courant de forte intensité constitué par les charges superficielles du sol. Elles remontent le canal ionisé formé par le traceur et en neutralisent les charges. On observe ainsi un trait fortement lumineux qui progresse depuis le sol jusqu'au nuage à une vitesse estimée à 10^8 mètres/seconde : c'est l'arc-en-retour ou *return stroke*.

A l'intérieur du nuage, des décharges appelées processus J et K peuvent se produire et libérer des charges qui donnent naissance à d'autres décharges nuage-sol. Contrairement au précurseur par bonds, les traceurs des décharges suivantes progressent de façon continue le long du canal ionisé créé par la première décharge : ce sont les traits flèches ou *dart leaders* de vitesse de propagation de l'ordre de 10^6 mètres/seconde. Ils sont suivis aussi d'arcs-en-retour qui présentent, d'après les mesures réalisées jusqu'à présent, un courant d'amplitude moins

grande mais de dérivée temporelle plus élevée par rapport au premier arc-en-retour. Le laps de temps séparant deux décharges consécutives peut atteindre 100 millisecondes.

La durée d'un coup de foudre complet varie de 0,2 à 1 seconde et comporte en moyenne quatre décharges partielles. D'autre part, entre les décharges, un courant de l'ordre de 100 à 1000 Ampères continue à s'écouler par le canal ionisé, transférant ainsi la plus grande partie de la charge totale transportée par la décharge de foudre.

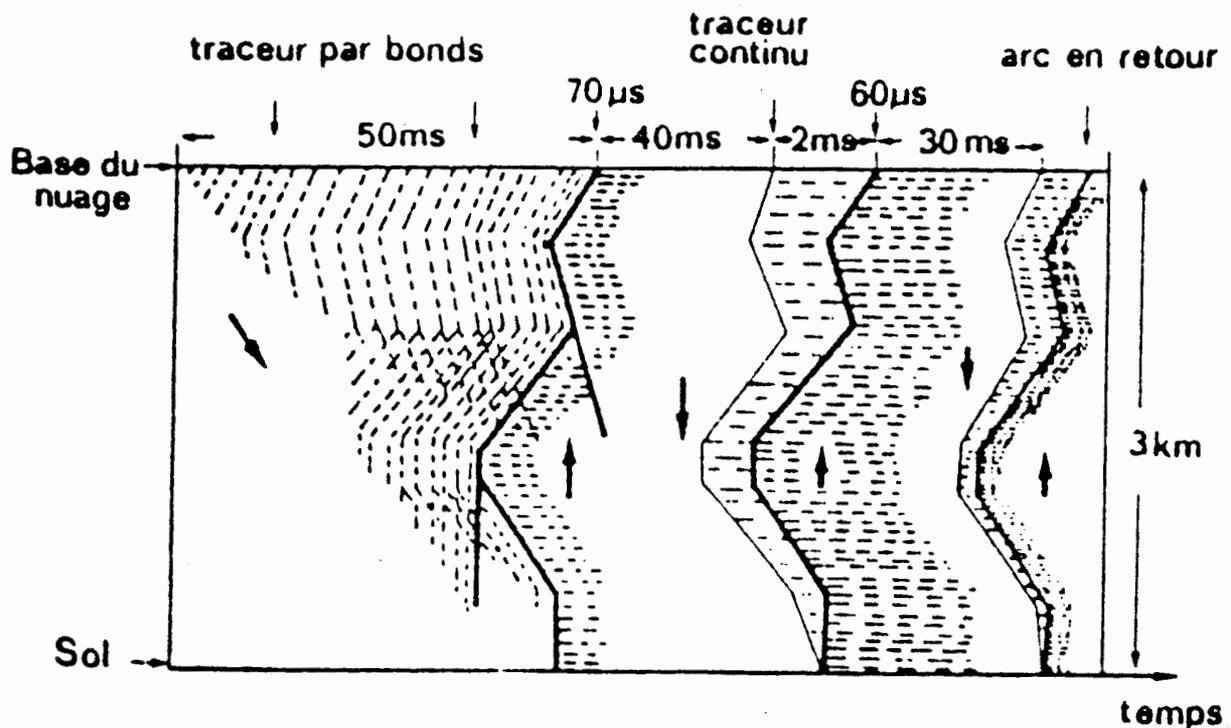


figure I.3 : développement temporel d'une décharge de foudre négative descendante [5].

En ce qui concerne les autres types de décharges de foudre, on peut généraliser les mécanismes en remarquant que, quelle que soit la polarité de la charge du nuage, la décharge qui se propage dans le sens du champ électrique est une décharge continue alors que celle qui se propage dans le sens contraire a une propagation discontinue.

1.2°.b) les formes d'onde des courants de foudre : [1, 2, 3, 4, 5]

Les coups de foudre négatifs présentent des décharges riches et variées en courants impulsionnels et courants continus d'amplitudes et de durées diverses. Cependant, on modélise souvent la variation en fonction du temps du courant i de l'arc-en-retour par une fonction en double exponentielle : (Cf figure I.4)

$$i = i_0 (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$$

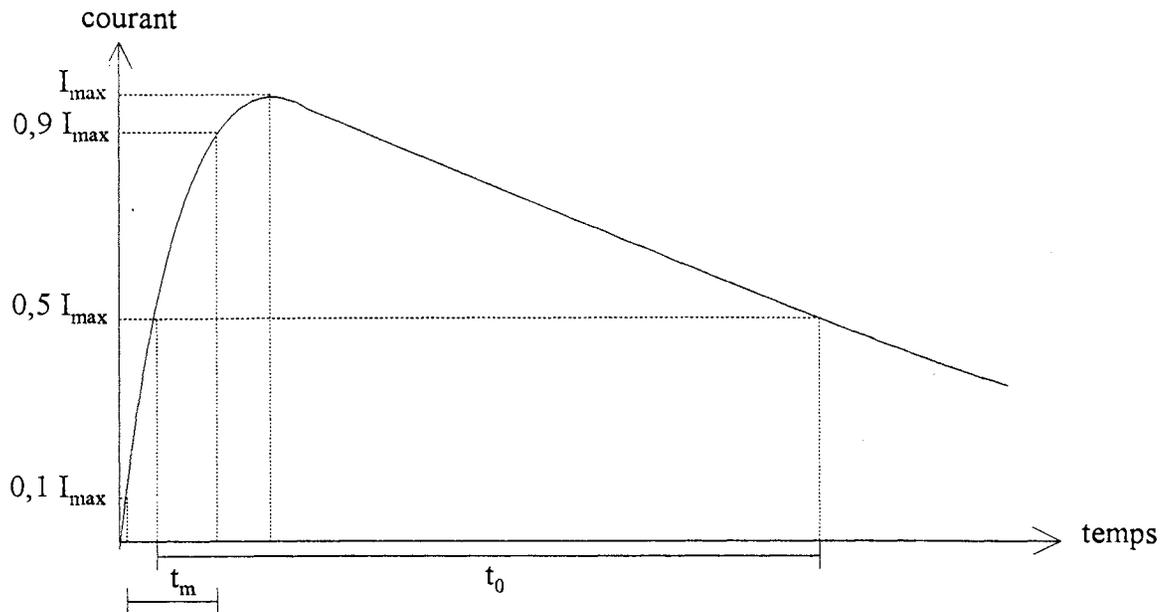


figure I.4 : modélisation de l'onde de courant de foudre

D'après les mesures qui ont été réalisées, les valeurs numériques que nous allons détailler ci-après, sont traditionnellement prises en compte. Pour le premier arc-en-retour, la durée de front (t_m) varie entre 10 et 15 μs et la durée de queue (t_0) est de l'ordre de la centaine de microsecondes. Pour les arcs-en-retour suivants, la durée de front est inférieure à la microseconde, la queue d'onde est plus régulière et le courant de crête (I_{max}) est plus faible que celui de la première décharge.

Les coups de foudre positifs ne sont, quant à eux, constitués que d'une seule décharge de durée variant de 0,1 à 0,2 seconde. La durée du front de l'onde est longue et varie entre 20 et 50 microsecondes. L'amplitude du courant atteint des valeurs supérieures à 100 kA.

Des exemples de formes de courants de foudre sont présentés par les figures I.5 et I.6 (page suivante) ainsi que les valeurs significatives des caractéristiques électriques par le tableau I.1.

Probabilité de dépassement	Crête de courant	Charge	Pente	$\int i^2 dt$	Durée totale	Nombre de décharges
P (%)	I (kA)	Q (C)	S (kA/ μs)	(kA ² .s)	(s)	n
50	26	9	48	0,54	0,09	1,8
10	73	69	74	1,9	0,56	5
1	180	330	97	35	2,7	12

tableau I.1 : valeurs significatives des caractéristiques électriques de la foudre [2, 5].

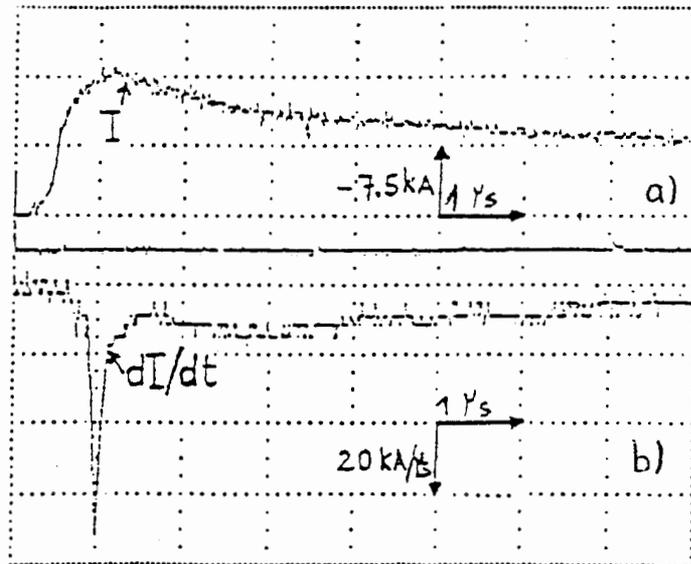


figure I.5 : enregistrement simultané du courant de foudre (a) et de sa dérivée (b) réalisé lors de la campagne de déclenchement artificiel de la foudre à Saint Privat D'Allier durant l'été 1986 [12].

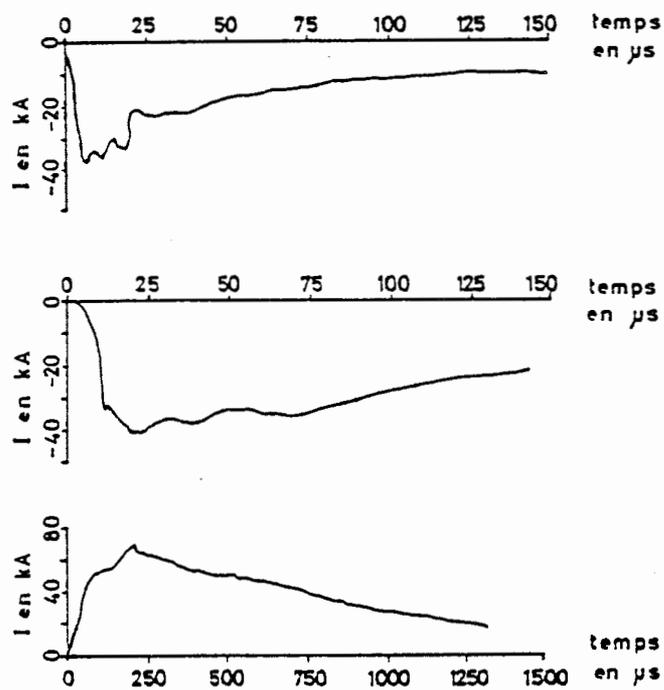


figure I.6 : exemples de formes de courants de foudre négatifs et positif obtenus au Mont San Salvatore à Lugano en Suisse [2].

I.3°) Le champ électromagnétique rayonné : [6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14]

Le spectre du rayonnement électromagnétique de la décharge de foudre couvre une gamme de fréquences comprises entre quelques kiloHertz et plusieurs GigaHertz. De nombreuses mesures ont montré que toutes les phases du mécanisme d'une décharge de foudre étaient détectables à grande distance dans la gamme de fréquences VHF-UHF (Very High Frequency : hyperfréquences de 30 à 300 MHz; Ultra High Frequency : hyperfréquences de 300 à 3000 MHz), ce qui offre un moyen d'étude privilégié de ce phénomène.

Ainsi en ce qui concerne le champ magnétique rayonné, les enregistrements réalisés permettent de classer les impulsions en trois catégories : celles des décharges intranuages bipolaire et unipolaire et celles des décharges nuage-sol. On remarque alors que le rayonnement issu des décharges intranuages est plus faible que celui issu des décharges nuage-sol mais qu'il n'est pas pour autant négligeable. (Cf figure I.7)

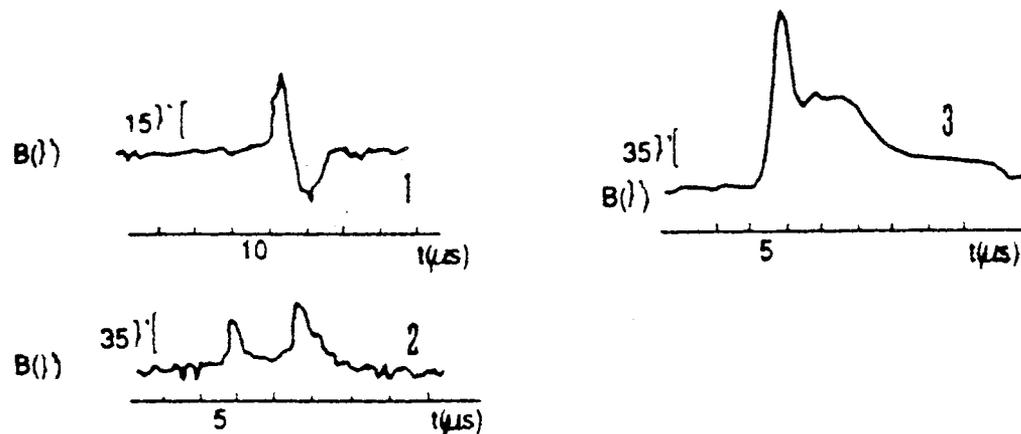


figure I.7 : exemples d'impulsions magnétiques enregistrées au cours d'un éclair naturel comprenant des décharges dans le nuage et entre le nuage et le sol. Les impulsions de type bipolaire (1) et unipolaire (2) sont des caractéristiques des décharges intranuages. Elles sont brèves et plus fréquentes que les impulsions (3) typiques des arc-en-retour (Leteinturier, Hamelin, 1984) [13].

Pour ce qui est du champ électrique rayonné, on note la similitude des formes d'onde des signaux dE/dt et dI/dt en fonction du temps. De plus, les valeurs crêtes de ces signaux sont liées linéairement (Cf figures I.8 et I.9). D'autre part, ses variations sont significatives de l'activité électrique du nuage d'orage : variations de l'ordre de quelques minutes pour le déplacement ou le développement du nuage électrisé, variations inférieures à la seconde pour le déplacement des charges lors d'une décharge atmosphérique et variations de l'ordre de la seconde pour la régénération du champ après un éclair. Des valeurs moyennes du champ électromagnétique rayonné sont données par le tableau I.2.

d (km)	N	\bar{E} (V/m)	\bar{B} (T)	\bar{T}_F (μs)	E/B
0,2	90	4 240	8 130	0,7 - 18	1,73 c
3	177	94	220	0,40	1,22 c
12	48	26	100	1,7	0,87 c
55	13	5,8	—	3,3	

avec d , distance à la station
 N , nombre de décharges
 \bar{E} , valeur moyenne du champ électrique
 \bar{B} , valeur moyenne de l'induction ($\times 10^{-9}T$)
 \bar{T}_F , valeur moyenne du front de l'impulsion (10%-90% en μs)
 c , vitesse de la lumière ($3 \cdot 10^8 m/s$)

tableau I.2 : résultats généraux des mesures de champs électromagnétiques réalisées à Saint Privat D'Allier en 1975 [6].

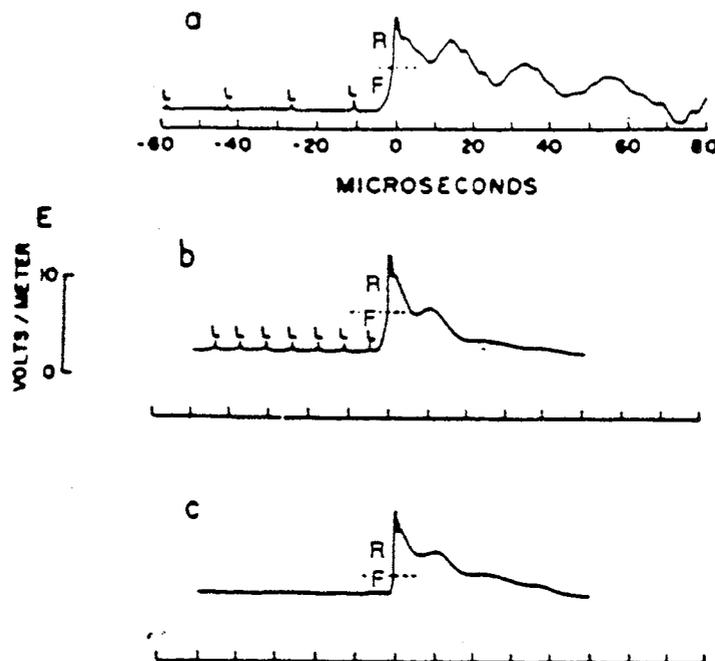


figure I.8 : formes d'onde typiques des signaux de champ électrique rayonnés lors des décharges nuage-sol par un premier arc-en-retour (a), un arc-en-retour subséquent précédé d'un précurseur par bonds (b), et un arc-en-retour précédé par un précurseur continu (c). Les amplitudes sont normalisées à 100 km. Les petites impulsions "L", caractéristiques des bonds des précurseurs, sont suivies d'un front lent "F" et d'une transition rapide "R". Les courbes sont représentées avec une échelle des temps de $10 \mu s/div$. D'après Weidman et Krider 1978 [13].

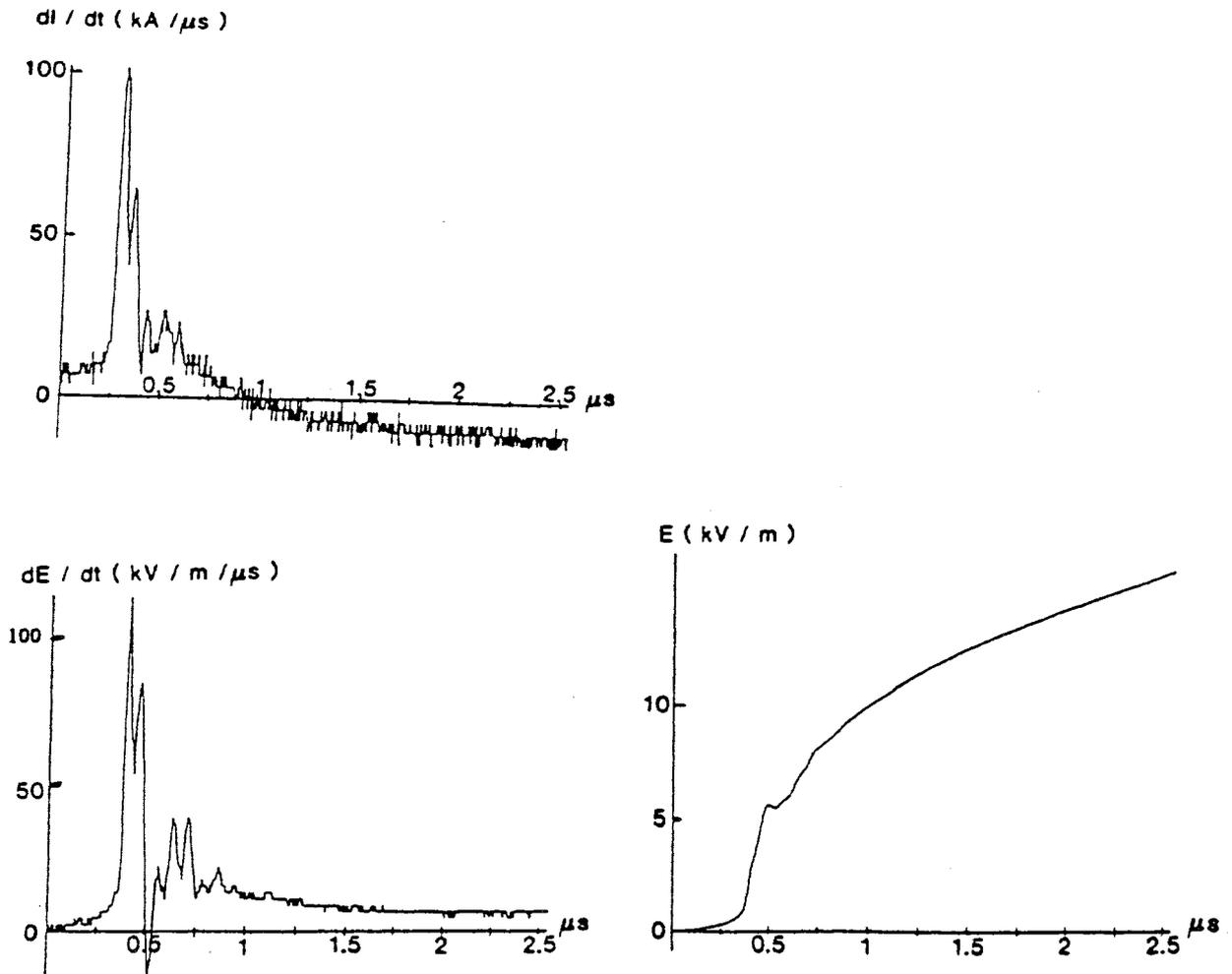


figure I.9 : signaux dI/dt et dE/dt enregistrés simultanément (dE/dt à 50 m) lors du 4^e arc-en-retour de l'éclair déclenché 8504 au Kennedy Space Center. Champ E obtenu par intégration numérique. Le courant crête était de 11,2 kA [13].

I.4°) Phénomènes physiques mis en jeu dans une décharge électrique : [15, 16, 17, 22, 23, 24]

La description que nous allons faire ici, s'appuie sur les nombreuses études expérimentales réalisées en laboratoire par les physiciens de la décharge sur les claquages d'intervalles d'air. Compte tenu des observations optiques réalisées sur la foudre et des lois physiques mises en jeu, les physiciens s'accordent pour penser que la foudre suit les mêmes étapes de formation que les grandes étincelles de laboratoire.

I.4°.a) cas de la décharge positive :

C'est la décharge la plus étudiée car son mécanisme est relativement simple. Tout commence par la création naturelle par rayonnement ultraviolet, par radioactivité ou bien à partir des ions négatifs présents dans l'air, d'un électron germe dans le volume critique situé près de l'électrode haute tension. Si le champ électrique qui règne dans ce volume dépasse une valeur seuil dépendant des conditions atmosphériques et de la composition de l'air, l'électron est accéléré suffisamment pour créer un second électron libre en ionisant la première molécule rencontrée. Ce processus est alors répété pour les deux électrons et une **avalanche** dite **primaire** est initiée et se propage vers l'anode. Une **charge d'espace** à densité élevée est alors formée par les ions positifs quasi-stationnaires laissés par l'avalanche électronique. Cette charge d'espace renforce le champ électrique local ce qui conduit, si le nombre d'électrons formés par l'avalanche primaire dépasse 10^8 à 10^{10} , à la formation d'**avalanches secondaires** dirigées vers la queue de l'avalanche primaire. Des filaments faiblement ramifiés apparaissent : ce sont les **streamers** qui se propagent dans un volume conique depuis une région proche de l'électrode haute tension, appelée **stem**. Des phases d'explosion puis de relaxation se produisent et on assiste à une ionisation du milieu par attachement des électrons libres jusqu'à l'électrode basse tension. La lumière émise par ces phénomènes se situe dans l'ultraviolet et on parle ainsi de décharge froide, d'autant plus que cette phase, appelée **première couronne** ou *first corona*, ne dure que de 300 à 400 nanosecondes ce qui ne peut pas entraîner un échauffement de l'air sauf au niveau du stem.

Si le champ appliqué à l'intervalle demeure croissant, un canal ionisé de quelques millimètres de diamètre, sombre, chaud et bon conducteur, se développe à partir du stem : c'est le **leader** qui est composé d'un plasma d'électrons et d'ions positifs en déséquilibre thermodynamique local. Le potentiel de l'électrode haute tension est reporté à la tête du leader ce qui provoque les **couronnes de leader** ou *leader corona*. Elles ont les mêmes caractéristiques que celles de la première couronne à la différence près qu'elles se propagent dans le milieu ionisé de cette première couronne. La fréquence d'apparition des couronnes dépend de la variation temporelle de la tension appliquée à l'intervalle (les ondes lentes produisent de vives ré-illuminations). La charge d'espace positive alors générée produit un champ qui s'oppose au champ appliqué, ce qui explique la tortuosité du leader. Cette **phase de**

développement et de propagation du leader a une durée d'environ quelques centaines de microsecondes.

Ensuite, lorsque les streamers du leader atteignent l'électrode basse tension, la phase très lumineuse dite du **saut final** commence et dure pendant quelques dizaines de microsecondes. Une accélération et une augmentation de la luminosité du leader sont alors observées. Le leader court-circuite finalement les deux électrodes.

Enfin, c'est la **phase d'arc-en-retour** : il y a recombinaison des charges, un courant remonte le canal de leader.

La figure I.10 reprend le schéma de ces mécanismes [22, 23, 24].

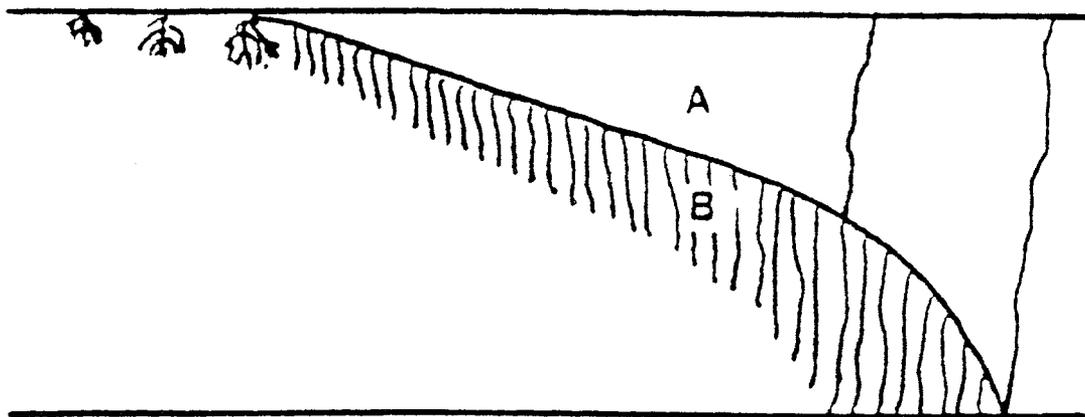


figure I.10 : schéma simplifié du développement d'une décharge positive

A : zone du leader positif

B : streamers positifs

1.4°.b) cas de la décharge négative :

La phase de première couronne est pratiquement identique à celle de la décharge positive mis à part le fait que l'électron germe est émis par la cathode qui est soumise à un bombardement d'ions positifs issus de l'air ambiant ou bien d'avalanches préliminaires.

Si les conditions de champ critique et de volume critique sont remplies, une **avalanche primaire** se développe vers l'anode et génère une **charge d'espace** qui renforce le champ électrique surtout en tête d'avalanche. Si un électron est créé par photo-ionisation dans cette zone, une **avalanche secondaire** apparaît et se propage, contrairement au cas de la décharge positive, vers l'anode c'est-à-dire où la charge d'espace décroît. En conséquence, le **streamer négatif** dépend fortement du champ appliqué à l'intervalle et possède beaucoup moins de ramifications que le streamer positif.

Ensuite, lors de la **phase de développement et de propagation du leader négatif**, la structure de la décharge en tête de leader est la suivante : un noyau central lumineux appelé **stem spatial** se propage vers l'anode; à ses extrémités, des **streamers positifs** ou **streamers de**

cathode se dirigent vers la cathode, leur nature étant identique à celle des *streamers de couronne* de leader positif, et des *streamers négatifs* ou *streamers d'anode*, en filaments séparés avec peu de ramifications, se dirigent vers l'anode. Ce sont les streamers positifs qui sont responsables de l'allongement du canal de leader mais comme le stem spatial, identique à une électrode flottante, ne permet pas un transit de charges important, la propagation est bien plus lente qu'en polarité positive.

Si la longueur de l'intervalle est supérieure à deux mètres, il existe une phase supplémentaire : elle est due à la formation de leaders à partir des streamers positifs issus du stem spatial. Il y a apparition d'un *leader spatial*, canal qui se développe du stem spatial, d'une part vers la cathode et d'autre part vers l'anode plus lentement. Lorsque le leader spatial atteint le leader négatif, les deux canaux fusionnent en une vive ré-illumination. On assiste à une réorganisation brutale des potentiels qui provoque aussi une forte ré-illumination de la région des streamers négatifs. Il y a alors apparition d'une couronne négative et naissance d'un nouveau stem spatial. Cette phase se répète jusqu'au saut final, suivant la longueur de l'intervalle. Par ailleurs, il est possible d'observer des branchements du canal de décharge liés à l'existence simultanée de plusieurs stems spatiaux mais en général, un seul conduit au claquage.

Lorsque le leader négatif arrive au voisinage de l'anode, il y a formation d'un leader positif à partir de celle-ci vers le leader négatif. En effet, le champ nécessaire à la formation et à la propagation d'un leader négatif est supérieur à celui nécessaire pour un leader positif. Dès lors, la propagation du leader négatif vers le leader positif s'accélère. C'est la phase du saut final.

Dès que la jonction entre les deux leaders est réalisée, l'*arc-en-retour* se manifeste par une forte ré-illumination du canal.

Les diverses phases de la décharge négative sont reprises par la figure I.11 [22, 23, 24].

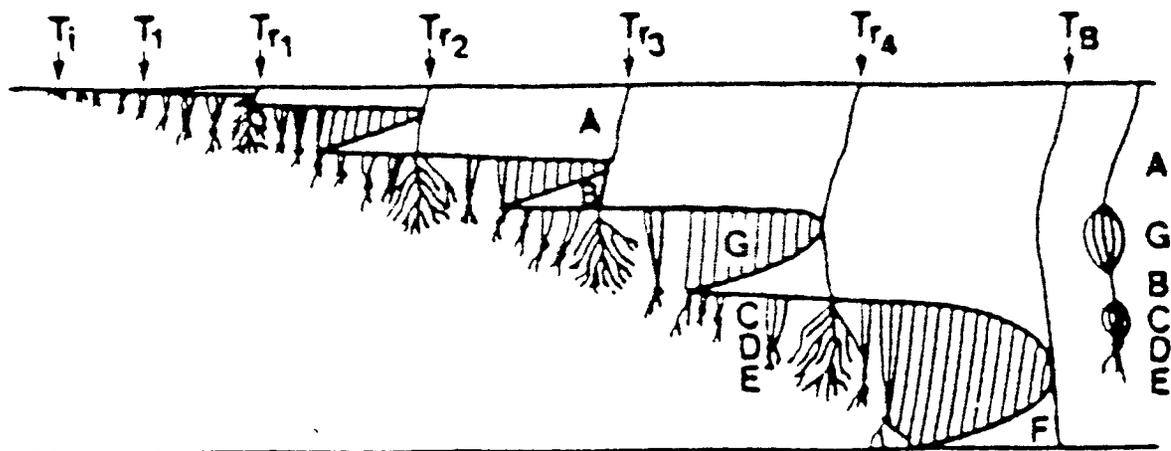


figure I.11 : schéma du développement d'une décharge négative

A : zone du leader négatif	D : stem spatial	G : zone des streamers positifs
B : zone du leader spatial	E : streamers négatifs	
C : streamers positifs	F : leader positif	

I.5°) Analogie avec les grandes étincelles : [18, 19, 20, 21]

En tout premier lieu, il est évident que seule la phase précurseur par bonds/premier arc-en-retour de la décharge de foudre est reproductible en laboratoire grâce aux grandes étincelles. En effet, la décharge du générateur de choc lors du claquage de l'intervalle d'air est complète et il faudrait coupler en parallèle plusieurs générateurs pour simuler les phases suivantes de traits flèches/arcs-en-retour subséquents. Ensuite, il est nécessaire de différencier la phase de propagation du précurseur par bonds qui se caractérise par une tension élevée appliquée à l'intervalle et un courant faible, de la phase d'arc-en-retour qui est constituée par le passage d'un courant fort dans un canal de faible impédance. Donc, en toute rigueur, il est nécessaire d'utiliser un générateur de haute tension pour simuler le précurseur et un générateur de fort courant pour simuler les effets de l'arc-en-retour d'autant plus que les caractéristiques de l'onde de courant dépendent des éléments résistifs, inductifs et capacitifs du circuit d'essais.

Ces mises au point étant faites, la structure de la décharge de foudre et celle des grandes étincelles sont parfaitement identiques du point de vue des phénomènes physiques mis en jeu. Cependant, les ordres de grandeur de certains paramètres de la décharge sont différents du fait du facteur d'échelle existant entre ces deux phénomènes. Le tableau I.3 présente une comparaison de quelques paramètres de l'étincelle de laboratoire et de la décharge de foudre. En particulier, la vitesse de propagation et le courant du précurseur par bonds sont plus faibles dans le cas des grandes étincelles. Leurs valeurs peuvent atteindre celles mesurées dans le cas de la décharge de foudre en survoltant l'intervalle d'air. Malheureusement, ceci provoque une augmentation des dimensions de la couronne qui peuvent alors dépasser la longueur de l'intervalle et la décharge perd son caractère de décharge libre, propre à la décharge de foudre. De même, cette longueur limitée de l'intervalle ne laisse que peu d'espace pour le développement du leader positif de la décharge négative. Il est donc clair que la simulation de la foudre par le moyen des grandes étincelles de laboratoire doit prendre en compte le problème du facteur d'échelle dû à la reproduction du phénomène naturel en grandeur réduite. Ceci est d'autant plus délicat que les phénomènes d'ionisation sont non linéaires du fait de l'existence d'un seuil. Il faut donc recréer exactement les conditions locales du champ électrique pour pouvoir simuler, par exemple, le point d'impact de la décharge sur une structure.

	Étincelle de laboratoire polarité négative	Décharge atmosphérique
• vitesse de propagation	$2 \cdot 10^4$ à $2 \cdot 10^5$ ms ⁻¹	10^5 à quelques 10^6 ms ⁻¹
• longueur des bonds	2 m	25 à 30 m
• intervalle de temps entre deux bonds	10 à 20 μ s	10 à 20 μ s
• densité linéique de charge	10^{-4} Cm ⁻¹	$5 \cdot 10^{-4}$ Cm ⁻¹
• courant des bonds	quelques 100 A	quelques kA

tableau I.3 : comparaison de quelques paramètres de l'étincelle de laboratoire et de la décharge atmosphérique [21].

A ces remarques d'ordre fondamental, il faut ajouter le fait que la simulation en laboratoire introduit d'autres paramètres dans le phénomène de décharge. En particulier, les parois du laboratoire haute tension ont une influence non négligeable sur le rayonnement électromagnétique de la décharge. De multiples réflexions se produisent sauf si le laboratoire est une chambre anéchoïde, équipée de cônes d'absorption qui transforment cet espace fermé en espace infini, du point de vue du rayonnement électromagnétique, en absorbant celui-ci sans réflexion. Ceci n'est malheureusement valable que pour les très hautes fréquences puisque la longueur des cônes d'absorption dépend de la longueur d'onde des signaux (pour des signaux de fréquence 1 MégaHertz, la longueur d'onde associée est de 300 mètres). De plus, dans le cas de la foudre naturelle, des réflexions se produisent aussi, à cause des irrégularités du terrain, par exemple. Nous rappelons aussi l'influence des éléments R, L, C du circuit de décharge du générateur de choc sur la forme du courant de décharge.

Malgré toutes ces limitations, il est clair que l'analogie physique qui existe entre les grandes étincelles de laboratoire de longueur supérieure à cinq mètres et la décharge de foudre naturelle offre un moyen satisfaisant d'étude et d'essais de la foudre ainsi que de ses effets sur les activités humaines.

1.6°) Conclusion :

La complexité de la foudre rend nécessaire une caractérisation expérimentale aussi précise que possible du phénomène afin d'une part d'améliorer la connaissance des phénomènes physiques mis en jeu ainsi que de déterminer ses effets, et d'autre part de définir les modalités de sa simulation en laboratoire. Malheureusement pour le chercheur et l'ingénieur, le point et l'instant d'impact de la décharge sont parfaitement aléatoires et ne favorisent donc pas la mesure et l'étude du phénomène naturel et de ses paramètres.

Le premier type d'étude du phénomène a ainsi consisté à attendre la décharge de foudre en des lieux précis où elle frappait régulièrement. Des tours ont donc été instrumentées comme celles du Mont San Salvatore à Lugano en Suisse. Les mesures réalisées sont encore utilisées et caractérisent plus précisément la décharge de foudre ascendante. Une étude statistique est réalisée à partir des résultats de mesure, ce qui nécessite une longue période d'observation afin d'obtenir un échantillon significatif de mesures. Ce genre d'étude a été aussi réalisé pour déterminer les effets de la foudre sur des lignes de transport d'énergie ou de communication en France et à l'étranger comme la Côte D'Ivoire [7].

La seconde approche du problème consiste à provoquer une décharge de foudre en un point et à un instant choisis par l'expérimentateur. Cette technique de mesure a été mise au point à l'origine par Newman qui l'a utilisée en mer à partir d'un bateau spécialement équipé. C'est ce type de mesures que nous avons réalisé lors de la campagne de déclenchement artificiel de la foudre de Saint Privat D'Allier en 1991. Le chapitre suivant présente le principe de cette méthode, l'expérimentation réalisée et les résultats obtenus.

Chapitre II :

ETUDE EN Foudre DECLENCHEE

II.1°) Principe et méthode de déclenchement [6, 14, 25, 26, 27, 28, 29]:

Comme nous l'avons vu précédemment, la foudre est un phénomène dont l'instant et le point d'impact sont aléatoires. Pour s'affranchir de ce problème, le chercheur chargé de son étude expérimentale doit trouver le moyen de l'apprivoiser et de la déclencher en un point où sont situés les systèmes de mesure nécessaires et à un instant pour lequel l'appareillage est en attente d'enregistrement.

Le principe consiste en la possibilité de déclencher artificiellement des coups de foudre en lançant vers le nuage orageux une petite fusée qui déroule derrière elle un fil métallique dont l'autre extrémité est amarrée au point de mesure. La fusée et le fil conducteur offrent un chemin privilégié à la décharge de foudre pour s'écouler jusqu'à la terre. En fait, le potentiel de la terre est amené au sommet de la fusée qui agit comme une pointe d'où une décharge ascendante peut s'initier. Cette méthode permet ainsi d'obtenir une décharge de foudre dont l'instant et le point d'impact sont bien définis.

La technique de tir a été à l'origine mise au point par Newman qui l'avait utilisée en mer à partir d'un bateau spécialement équipé. Après les échecs des tentatives de tir au-dessus du sol dans l'Oural et en Arizona, des essais réalisés en 1972, à partir du matériel disponible en France, par le Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble du Commissariat à l'Energie Atomique (CEA/CENG), ont permis de perfectionner les éléments du système de déclenchement. Et la station expérimentale de Saint Privat D'Allier (Haute Loire) a été la première au monde à réussir le déclenchement de la foudre au-dessus du sol.

La fusée est du type paragrêle en matière plastique (diamètre 70 millimètres, longueur 847 millimètres, poids au départ 2,7 kilogrammes).

Le fil métallique est en cuivre de 0,2 millimètre de diamètre et est recouvert d'une gaine de kevlar pour assurer une bonne résistance mécanique. Le fil est enroulé à l'arrière de la fusée et relié au pas de tir et de mesure (Cf figure II.1 page suivante). Un sandow permet d'absorber la tension due à l'accélération du départ. Le dérouleur permet une vitesse maximale de 180 mètres/seconde. Les rampes de lancement sont constituées de simples guides cylindriques.

En l'absence de déclenchement, la fusée peut atteindre une hauteur de 700 mètres en 5 secondes. Mais, l'expérience a montré que la décharge de foudre rejoint la fusée pour des longueurs de fil comprises entre 50 et 500 mètres. Si le déclenchement n'a pas lieu, la fusée et le fil retombent et doivent être récupérés.

L'instant de tir d'une fusée est déterminé par la valeur du champ électrique au sol. Un champ électrique de l'ordre de 6 à 10 kiloVolts/mètre donne un bon critère de réussite du tir.

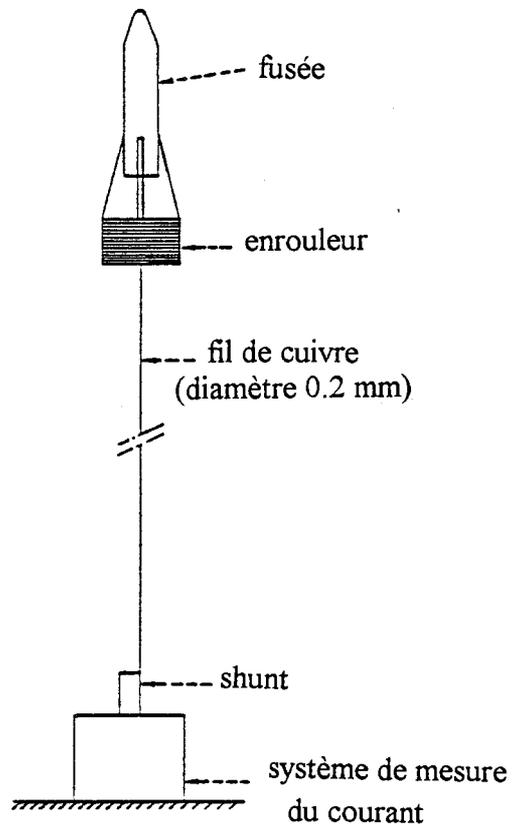


figure II.1 : le système de déclenchement artificiel de la foudre [27]

II.2°) Caractéristiques de deux sites de déclenchement : [6, 11, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 33]

II.2°.a) Le site du Kennedy Space Center en Floride : [11, 27, 28, 30, 31, 33]

La fonction d'aire de lancement d'engins spatiaux du *Kennedy Space Center*, a nécessité une étude précise et continue de la foudre et de ses effets sur ce type d'installation. C'est la raison pour laquelle des mesures en foudre naturelle ont été réalisées sur ce site. En particulier, dès 1979, C. WEIDMAN et P. KRIDER se sont penchés sur l'analyse de la structure submicroseconde du champ électromagnétique rayonné. La réussite des déclenchements artificiels de la foudre a permis une nouvelle approche du phénomène sur ce site. Ainsi, en 1985, le *Rocket Triggered Lightning Program* (RTLP) était lancé à l'initiative de la NASA et grâce à l'expérience des équipes françaises de l'ONERA et du CEA/CENG.

Le site se situe en Floride, à l'extrémité du cap Canaveral, entre le *Mosquito lagoon* et l'océan Atlantique, au niveau de la mer. La région est plate et la conductivité du sol est celle de l'eau de mer. Nous sommes donc en présence d'un sol sans irrégularité et de bonne conductivité ($\sigma = 5$ Siemens/mètre). Le champ électromagnétique rayonné à diverses distances du point d'impact subit ainsi un minimum de déformations. De plus, le niveau kéraunique de la région est élevé et atteint 90. Les fronts orageux se forment en général sur le continent et sont poussés vers la côte. Du fait de la latitude faible, la base du nuage est haute et le champ électrostatique au sol est faible.

Mises à part les mesures traditionnelles de champ électromagnétique rayonné, de courant de foudre, ..., une expérience originale a été conduite sur ce site : le foudroiement d'une structure isolée située à 150 mètres du sol. Composée d'un cylindre métallique suspendu à un ballon captif maintenu à 500 mètres d'altitude, cette structure simulait le comportement d'un avion ou d'une fusée soumis à la foudre et permettait, grâce à son instrumentation, la mesure du champ électrique et du courant. De plus, la fréquence importante des orages dans cette région permet aux équipes du CEA/CENG d'améliorer la technique de déclenchement en étudiant, par exemple, l'effet de l'introduction dans le fil déroulé par la fusée d'une partie isolante pour mieux représenter le phénomène naturel. Des fusées instrumentées pour la mesure du champ électrique en altitude sont aussi testées.

II.2°.b) Le site de Saint Privat D'Allier en Haute Loire : [6, 25, 26, 27, 28, 29, 31]

La station expérimentale de Saint Privat D'Allier a été créée en 1973, époque à laquelle seuls les deux organismes qui avaient contribué à sa réalisation, Electricité de France et le Commissariat à l'Energie Atomique, avaient la charge de son exploitation. Depuis, de nombreuses autres équipes participent aux campagnes expérimentales organisées.

Le site répond aux contraintes suivantes : localisation dans une région naturellement foudroyée, implantation à une distance au moins supérieure à 500 mètres de toute habitation, route, ligne basse et haute tension, ligne téléphonique et obtention des diverses autorisations officielles. Il est situé à 20 kilomètres à l'ouest du Puy-en-Velay, sur un plateau granitique à environ 1100 mètres d'altitude où le niveau kéraunique est supérieur à 30 (Cf annexe I.1 : niveaux isokérauniques en France). Nous sommes donc en présence d'un sol accidenté et de faible conductivité ($\sigma = 10^{-2}$ Siemens/mètre).

Le site de déclenchement est composé d'un pas de tir au sol comprenant douze rampes de lancement, d'une centrale de commande faite d'une double cage de Faraday pour la protection du personnel, d'un pylône hertzien équipé de six rampes de lancement et d'un central téléphonique électronique de type classe IV à tester. Une station supplémentaire est située à Mercoeur à trois kilomètres du site et est destinée à la surveillance de systèmes de télécommunication.

Le courant de foudre est mesuré à l'aide d'un shunt coaxial résistif. Sa dérivée temporelle est déterminée à l'aide d'un anneau inductif. Un moulin à champ effectue la mesure des variations lentes (supérieures à 15 millisecondes) du champ électrostatique provoquées par la décharge alors que les variations rapides sont prises en compte par une antenne capacitive à court temps de réponse (bande passante s'étendant de quelques Hertz à 100 kiloHertz). En ce qui concerne le champ électromagnétique rayonné, les mesures sont réalisées à l'aide d'antennes capacitatives pour le champ électrique et de bobinages placés sur un barreau de ferrite pour l'induction magnétique ou bien de capteurs adaptés. Les chaînes de mesure associées ont des bandes passantes comprises entre 300 Hertz et 20 MégaHertz.

II.2°.c) Déroulement d'un déclenchement artificiel de foudre à Saint Privat D'Allier : [29]

La centrale de commande du site de Saint Privat D'Allier est placée sous la responsabilité d'un ingénieur responsable de la station et d'un directeur de tir, tous deux agents du C.N.E.T.. Tous les jours, un point météo est réalisé à 8h30 et 18h par le directeur de tir à partir des informations fournies par la Météorologie du Puy. En fonction du message "risque d'orage" ou "pas de risque", le personnel responsable des mesures est en astreinte ou pas.

Au niveau de la station de déclenchement, l'agent de veille contrôle à l'aide d'une antenne Cigré et d'un moulin à champ Saturne l'évolution du champ électrostatique. Il décide en fonction de la proximité de l'orage, information donnée à partir de la surveillance de la carte locale des impacts de foudre fournie par le système Météorage, de déclencher ou non la mise en alerte du personnel.

Le délai entre l'alerte et le premier tir de fusée est d'environ une demi heure. Le personnel est prévenu à l'aide d'eurosignaux et de radios. La liaison radio entre les différentes stations de mesures (centrale de commande, Mercoeur) est permanente.

Lors de l'alerte, les routes d'accès au site sont fermées à l'aide de barrières. Des signaux lumineux et sonores sont mis en marche, la navigation aérienne est prévenue de l'imminence des tirs de fusées. Le personnel présent sur le site doit être dans la centrale de commande constituant l'abri et composée de deux enveloppes métalliques reliées au puits de terre.

La procédure de tir est la suivante. Cinq secondes environ avant le tir, le directeur de tir prévient le personnel : "attention pour le tir". Le décompte commence alors. A $t=-2$ secondes, la clef de tir est actionnée : elle commande pneumatiquement la mise à feu de la fusée. Il est alors impossible d'arrêter le lancement de la fusée. A $t=-0,5$ seconde, la mise à feu est réalisée et la fusée part à $t=0$ seconde. C'est le temps d'ignition de la fusée. L'éclair peut alors atteindre la fusée entre les temps $t=+1$ et $t=+7$ secondes. S'il n'y a pas eu de déclenchement à $t=+8$ secondes, le déclenchement n'aura plus lieu et la clef de tir est remise sur arrêt pour reprendre une nouvelle procédure éventuelle (Cf figure II.2).

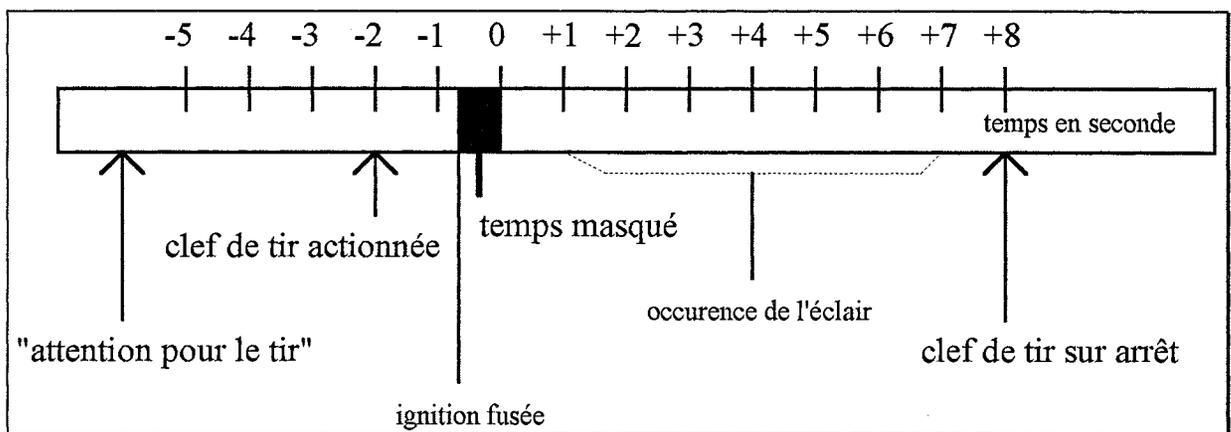


figure II.2 : déroulement d'un tir [29]

II.3°) La campagne de déclenchement de 1991 : [29, 32]

En 1987, le Centre National d'Etudes des Télécommunications décide de lancer une nouvelle campagne d'exploitation du site expérimental de Saint Privat D'Allier. Son objectif est de mesurer le courant de foudre et sa dérivée temporelle ainsi que de tester des centraux téléphoniques électroniques et des liaisons hertziennes. Pour cette campagne qui risque d'être la dernière sur ce site, le C.N.E.T. a décidé d'y associer l'industrie.

Le programme de recherche se compose de neuf points, chacun concernant une entreprise particulière :

- surveillance : déclenchement des éclairs (CNET, CEA/CENG, Electronique 2000 pour la mesure du champ électromagnétique), alerte et surveillance (Météorage, Météorologie du Puy et Lyon Satolas).
- mesure des effets de la foudre : signaux parasites induits (CNET), couplages (CNET, Faculté Polytechnique de Mons [Belgique], Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne [Suisse], Silec, Laborelec [Belgique], SNCF), champs rayonnés (CNET, FP Mons, E.P.F. Lausanne, Météorage), remontée de potentiel d'une prise de terre (CNET, Laborelec), flux neutronique et choc acoustique (FP Mons).
- caractérisation des effets de la foudre sur les systèmes de transmission : liaisons sur câbles à paires coaxiales, à fibres optiques, à paires symétriques (CNET, Alcatel, SAT), liaisons par systèmes hertziens (CNET, SAT).
- caractérisation des effets de la foudre sur les système de commutation (Alcatel)
- bâtiment, énergie, pylône : infrastructure bâtiment, installation d'énergie, infrastructure câbles.
- composants de protection : protection des accès des lignes de télécommunications et d'énergie (Soule, Protel, Citel).
- alimentation du site en énergie (CNET, EDF).
- instrumentation de mesure (oscilloscopes LeCroy).
- expérimentation sur véhicules automobiles : mesures de couplage et surveillance du fonctionnement de l'injection électronique, du radiotéléphone et du multiplexage sur un véhicule particulier Peugeot 405 MI16 (Peugeot S.A., Union Technique de l'Automobile du Cycle et du motocycle, Institut National de Recherche et d'Etudes sur les Transports et leur Sécurité), mesures de couplage et surveillance du fonctionnement des systèmes électroniques d'un véhicule industriel Renault AE500 (UTAC, Renault Véhicules Industriels, CEGELY), mesures de champs électromagnétiques (UTAC, CEGELY).

Ce programme a été mis en oeuvre durant l'été 1990 mais la saison orageuse de cette année ayant été décevante, le CNET décidait de renouveler l'expérience durant l'été 1991,

toujours avec la participation des industriels qui le souhaitaient. Dans le but de valider les méthodes et principes de protection dans un environnement réel, le CNET ouvrait la campagne 1991 du 17 mai au 15 septembre. Contrairement à la campagne 1990, priorité était donnée à l'étude des effets directs avec les tirs du pylône.

Poursuivant leurs investigations sur le rayonnement produit par la décharge de foudre, le Laboratoire d'Essais Haute Tension du centre de recherche EDF des Renardières et le CEGELY s'associaient afin de mettre en oeuvre des mesures sur ce thème.

Les expérimentations France Télécom ont été réalisées sur les éléments de communication suivants : systèmes de commutation (en collaboration avec Alcatel), énergie et bâtiments avec la mise à l'épreuve du principe de plan de masse intégré, système de transmission (faisceaux hertziens, MIC 3G, RNIS) en collaboration avec Laborelec et Secre, câbles de télécommunication (coaxiaux, à fibre optique enterrable, à gaine semi-conductrice, à paires symétriques). Une centaine de voies de mesure constituées par des oscilloscopes numériques et des enregistreurs de perturbations aléatoires (EPAL) ont ainsi sauvegardé les effets des perturbations électromagnétiques engendrées par les éclairs naturels et déclenchés.

Pour ce qui est du déclenchement, il était assuré par le CNET en étroite collaboration avec le Laboratoire d'Applications Spéciales de la Physique du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble. Les mesures du courant de foudre et de sa dérivée ainsi que de l'induction magnétique étaient réalisées aussi par ce laboratoire. Les autres participants de cette campagne se regroupaient autour des thèmes suivants : alerte foudre et localisation (Météorage, Electronique 2000, Dimension-Verger-Delporte), rayonnement électromagnétique (Faculté Polytechnique de Mons, EDF/DER/LEHT Les Renardières - CEGELY/ECL), couplage sur le réseau EDF (EDF/DER/CEO Clamart), signature acoustique de la foudre (FP Mons).

II.4°) Présentation de l'expérimentation EDF-CEGELY : [29, 32]

II.4°.a) Présentation des mesures réalisées : [32]

L'expérimentation EDF-CEGELY avait l'objectif de constituer une base de données sur les effets électromagnétiques de la foudre. En effet, les essais haute tension réalisés en laboratoire pour simuler la foudre et ses effets nécessitent d'être comparés avec les mesures en grandeur réelle. De même, les calculs numériques fournissent des résultats qu'il faut valider à partir de mesures expérimentales. Ainsi, nous avons décidé de mesurer le champ électromagnétique rayonné par la décharge de foudre déclenchée à cinquante mètres du point d'impact et les surintensités induites sur la ligne expérimentale moyenne tension construite sur le site. La figure II.3 reprend le plan du site et la localisation des divers éléments le constituant.

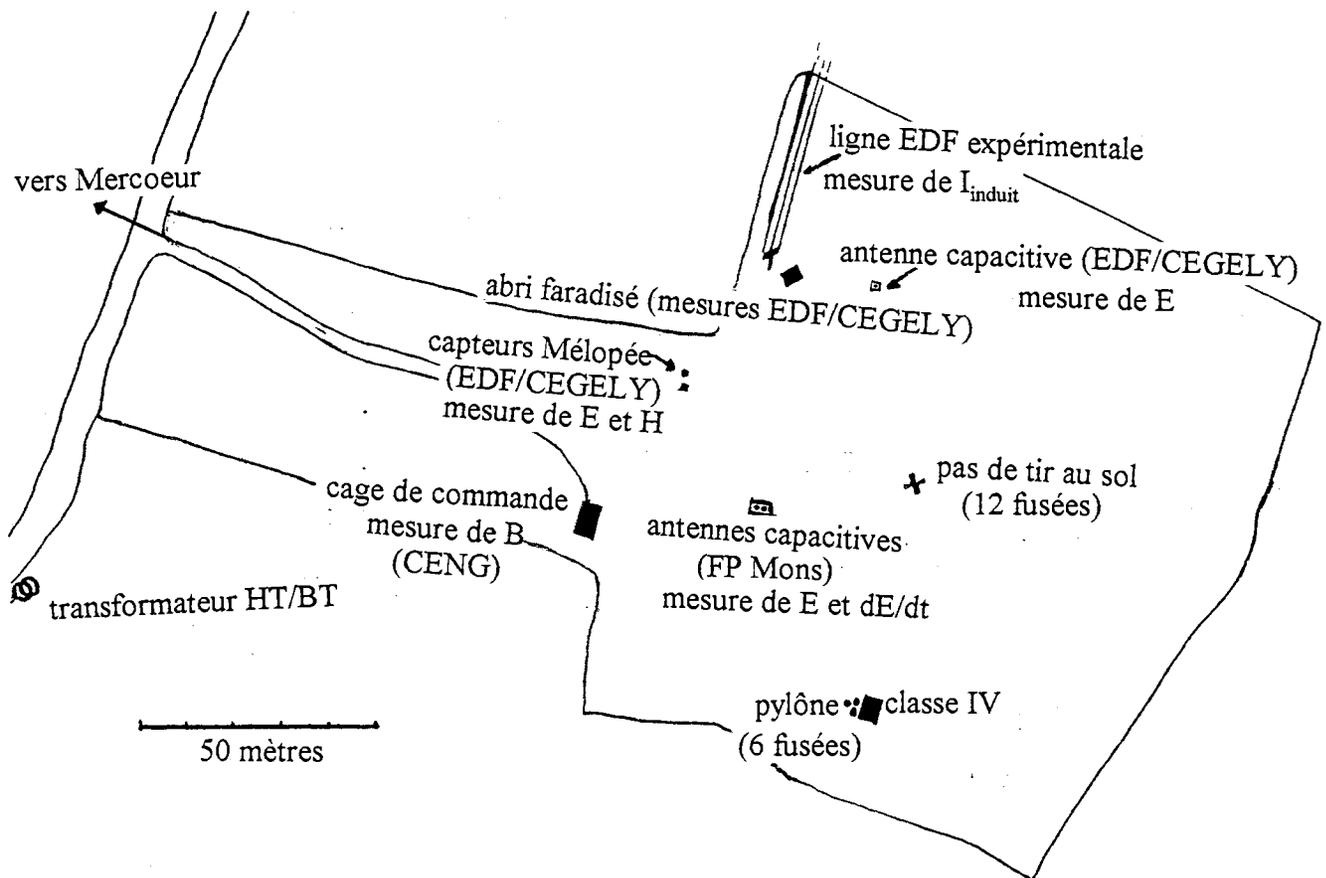


figure II.3 : plan du site de déclenchement et des points de mesure [29]

II.4°.b) Les contraintes expérimentales : [29]

Les mesures concernant les perturbations électromagnétiques générées par la foudre, il est nécessaire de soustraire toute la chaîne d'acquisition de cet environnement électromagnétique pollué. En effet, il ne faut mesurer que la part concernant l'appareil testé et non pas la superposition avec les perturbations subies par les systèmes de mesure et de transmission de l'information. Pour cela, il faut soit protéger la chaîne de mesure des perturbations ambiantes, soit choisir des systèmes insensibles lorsque cela est possible.

Ainsi, pour la transmission de l'information, il est idéal d'utiliser des fibres optiques. Mais, il faut alors prévoir des numériseurs pour transformer les mesures en général analogiques en données numériques qui seront enfin conditionnées sous forme optique par le système de transmission optique choisi. La partie de transmission existant entre le capteur analogique et le numériseur doit être aussi protégée et nous avons choisi d'utiliser des câbles blindés.

En ce qui concerne les systèmes d'acquisition et de numérisation, nous avons utilisé des abris constitués d'une cage ou d'une double cage de Faraday pour y disposer les appareils. L'alimentation en énergie de ces abris s'est faite à l'aide de groupes électrogènes indépendants protégés eux aussi ainsi que les câbles d'alimentation.

Cette structure de la chaîne de mesure pose un problème de la localisation de l'opérateur réalisant les mesures. En effet, il est préférable de disposer les numériseurs le plus près possible des points de mesure afin de réduire les risques de perturbation induite sur les câbles blindés. Cependant, les points de mesure étant situés à des endroits différents, il devient nécessaire de piloter à distance ces numériseurs d'autant plus que pour la sécurité de l'opérateur celui-ci doit se trouver dans la cage de commande.

Enfin, la dernière contrainte expérimentale de cette expérimentation est liée à la nature du phénomène. Un coup de foudre est composé de plusieurs arcs-en-retour séparés d'une durée très brève de l'ordre de la centaine de millisecondes et composés de signaux très rapides. Il serait donc nécessaire d'enregistrer avec un pas de numérisation très faible (environ 25 nanosecondes) un signal durant une seconde. Ceci n'est pas réalisable en pratique car une mémoire énorme serait requise. En conséquence, il faut limiter l'enregistrement à chaque arc-en-retour uniquement. Cependant, il est irréalisable de réarmer le système de mesure pour chaque arc manuellement. Nous avons donc choisi des numériseurs permettant un partage de leur mémoire d'acquisition afin d'enregistrer des signaux successifs, en "mode séquence". Le choix s'est porté sur des oscilloscopes numériques LeCroy 9450 pour leur fréquence d'échantillonnage allant jusqu'à 400 MégaHertz et leur bande passante s'étendant de 0 à 250 MégaHertz.

Il est aussi nécessaire de réfléchir au déclenchement de l'acquisition des signaux. Comme plusieurs équipes sont présentes sur le site pour réaliser des mesures plus ou moins complémentaires, il est intéressant de pouvoir comparer les enregistrements de chacun. Pour cela, il faut savoir sur quel événement précis le déclenchement de l'acquisition a eu lieu. Le paragraphe suivant présente les solutions choisies pour répondre à cette attente ainsi qu'aux contraintes précédentes.

II.4°.c) Description du système de mesure utilisé : [32]

Nous avons utilisé pour la mesure du champ électromagnétique rayonné une chaîne de mesure adaptée à ce type d'expérimentation : la chaîne Mélopée de THOMSON. Elle est composée d'un capteur fixé sur un boîtier conditionneur-émetteur autonome qui alimente le

capteur à partir d'un bloc batterie amovible et rechargeable. Ce boîtier assure aussi la commande des gammes de sensibilité par décodage des ordres reçus ainsi que la transmission par fibre optique. Enfin, un tiroir récepteur délivre un signal analogique correspondant au signal mesuré par le capteur suivant la gamme de mesure choisie. Un système de calibration de la chaîne est intégré dans ce tiroir afin de prévenir les variations de sensibilité dues aux conditions climatiques de chaque mesure. L'autonomie des batteries est d'environ trois heures et leur chargement nécessite dix heures. Une gestion précise de ces batteries doit donc être mise en oeuvre et prise en compte au sein des autres tâches de maintenance du système de mesure. Parmi la large gamme de capteurs proposés par le fabricant, nous avons choisi pour la mesure du champ électrique le capteur E31 et pour le champ magnétique le capteur H31. Leurs caractéristiques sont les suivantes :

capteur E31 : capteur actif de champ électrique d'espace libre, de bande passante s'étendant de 1 kiloHertz à 150 MégaHertz, de géométrie sphérique de diamètre 122 millimètres.

capteur H31 : capteur actif d'induction magnétique d'espace libre, de bande passante s'étendant de 2 kiloHertz à 150 MégaHertz, de géométrie cylindrique de 122 millimètres de diamètre et 160 millimètres de hauteur.

Nous avons utilisé aussi un autre capteur de champ électrique. Il s'agit d'une antenne capacitive composée d'un plateau métallique rectangulaire constituant le plan de masse et d'un disque métallique isolé du plan par un diélectrique assurant l'interface entre ces deux éléments. Le plan de masse est relié à la terre et le disque se charge sous l'influence du champ électrique ambiant. La différence de tension entre le plan et le disque fournit une image du champ électrique ou de sa dérivée suivant l'impédance qui est connectée entre le disque et l'appareil de mesure. Un câble triaxial blindé reliait cette antenne au numériseur qui était protégé par deux atténuateurs 20 déciBels et un adaptateur 50 Ohms / 1 MégaOhm (Cf figures II.3 page 35 et II.4 page 39).

En ce qui concerne la mesure de couplage sur la ligne EDF expérimentale, nous avons choisi d'enregistrer les signaux de surintensités induites pour s'affranchir des problèmes de masse de référence des mesures de surtension. En effet, la décharge de foudre provoque souvent une élévation du potentiel de terre et la mesure de tension n'est plus absolue. Nous avons donc utilisé une sonde de courant à large bande passante. Le principe de cette sonde est celui du transformateur de courant : la sonde entoure le fil où circule le courant à mesurer et délivre une tension qui lui est proportionnelle dans les limites de la bande passante. Nous avons choisi la sonde STANGENES 0.5-1.0W de sensibilité sur 1 MégaOhm égale à 1Volt/Ampère, de courant crête maximal admissible égal à 500 Ampères et de bande passante à -3 déciBels s'étendant de 140 Hertz à 35 MégaHertz. La ligne considérée est une ligne expérimentale triphasée et moyenne tension de 200 mètres de longueur, située à 6 mètres de haut. Elle a été construite pour les besoins de la mesure lors des premières campagnes réalisées sur le site mais possède les caractéristiques des lignes normales. Nous avons décidé de mesurer la composante

homopolaire des surintensités induites en court-circuitant les trois phases. De plus, à chacune des extrémités, les trois phases ont été reliées à la terre. La ligne forme ainsi une boucle de grandes dimensions, structure qui favorise le couplage de type magnétique. La sonde de courant est reliée au numériseur par l'intermédiaire d'un câble triaxial blindé, d'un atténuateur 20 déciBels et d'un adaptateur 50 Ohms / 1 MégaOhm (Cf figures II.3 page 35 et II.4 page 39).

Les oscilloscopes numériques étaient télécommandés par un programme en turbo basic réalisé l'année précédente par l'UTAC (campagne 1990 - groupe des automobilistes) et adapté à la configuration des mesures envisagées.

La figure II.4 reprend le schéma synoptique de l'expérimentation tenant compte des contraintes citées précédemment (page 39).

L'intérêt des mesures étant de corrélérer courant de foudre, champ rayonné et courant induit, le déclenchement de l'acquisition s'est réalisé selon le principe suivant : le signal de déclenchement de l'acquisition du courant de foudre faite par le CENG était transmis à l'expérimentation CNET puis à celles des autres équipes (Cf figure II.5 page 40). En ce qui concerne notre expérimentation propre, un câble coaxial de 4 mètres allait jusqu'à l'oscilloscope de la salle de commande alors qu'un système à fibre optique assurait la transmission du signal jusqu'à l'abri de mesure de la ligne expérimentale. De plus, les oscilloscopes fonctionnaient en mode séquence afin de pouvoir obtenir des mesures pour chaque arc-en-retour.

Nous avons utilisé en plus de nos enregistrements les mesures de courant de foudre et d'induction magnétique réalisées par le CENG ainsi que les mesures de champ électrique réalisées par la Faculté Polytechnique de Mons. Le courant de foudre était enregistré grâce à un shunt coaxial de 1 milliOhm couplé à une chaîne Mélopée de THOMSON. L'induction magnétique était mesurée au niveau du toit de la cage de commande à l'aide d'un barreau de ferrite. Enfin, la Faculté Polytechnique de Mons utilisait des antennes capacitatives planes pour la mesure du champ électrique et de sa dérivée.

Nous avons choisi 10 segments par acquisition, nombre maximal de déclenchements de l'expérimentation CNET. La base de temps a été fixée à 10 microsecondes/division, compromis entre fenêtre d'acquisition (100 microsecondes) et fréquence d'échantillonnage (1 point toutes les 25 nanosecondes). Compte tenu de tous les retards induits par le système de distribution du signal de déclenchement, le délai de déclenchement était de 50% c'est-à-dire que 2000 points étaient enregistrés avant l'instant de déclenchement et 2000 points après. Le tableau II.1 précise la configuration de chaque voie de mesure.

oscilloscope	voie	mesure	capteur	adaptateur	calibre
oscillo. n°1 10 μs/div	1	champ magnétique	Mélopée H31	50 Ω / 1 MΩ	0.2 V/div
	2	champ électrique	Mélopée E31	50 Ω / 1 MΩ	0.2 V/div
oscillo. n°2 10 μs/div	1	I_{induit} sur la ligne	sonde Stangenes 1.0-0.5W	att.20dB+50/1MΩ	2 V/div
	2	champ électrique	antenne capacitive	2att20dB+50/1MΩ	2 puis 0.1V/div

tableau II.1 : configuration des voies de mesure [32]

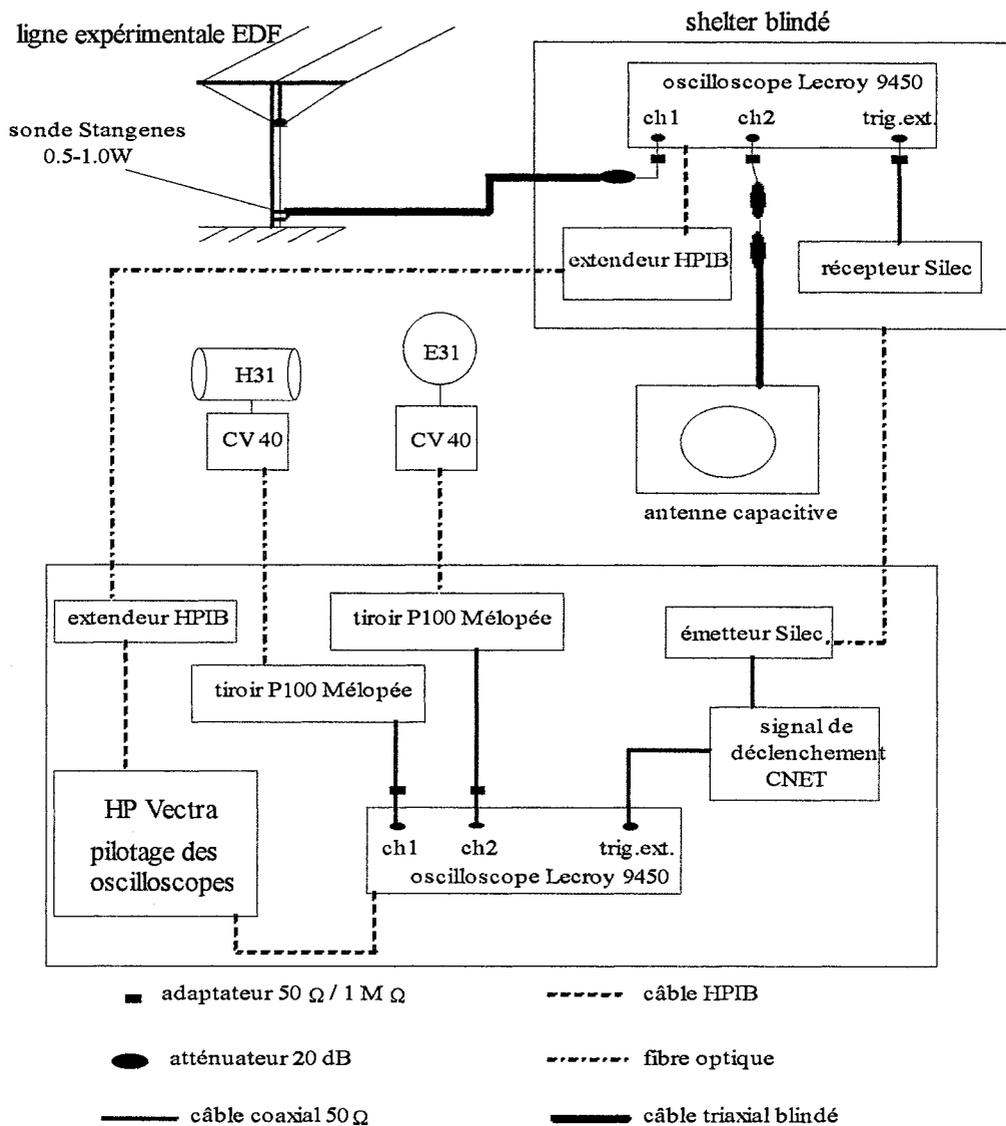


figure II.4 : schéma synoptique de l'expérimentation [32]

II.5°) Résultats obtenus : [32]

Le calendrier des alertes et tirs de la campagne 91 se trouve en annexe II.1. Sur 38 alertes, 35 fusées ont été tirées dont 7 de l'aire de tir au sol. 9 tirs ont été réussis à partir du pylône, 14 ont donné lieu à une simple fusion de fil dont 3 de l'aire de tir au sol.

Le bilan de l'expérimentation EDF-CEGELY comprend uniquement 6 tirs réussis (9113, 9119, 9120, 9126, 9128, 9130) correspondants à 13 arcs-en-retour puisque l'installation du matériel de mesure ne s'est faite qu'en cours de campagne, le 18 juin. Cependant, pour le champ magnétique rayonné, suite à une décharge prématurée de la batterie d'alimentation du capteur, les trois derniers tirs sont restés sans mesure. D'autre part, la mesure de champ électrique à partir de l'antenne capacitive n'a donné aucun résultat.

L'ensemble des courbes obtenues est présenté en annexe II.2 ainsi que les courants de foudre correspondants mesurés par le Laboratoire d'Applications Spéciales de la Physique du CENG. Nous présentons à titre d'exemple les enregistrements réalisés lors du tir 9113 dans le paragraphe qui lui est consacré. Afin de corrélérer en première approximation les mesures de champ rayonné et de courant de foudre, nous avons calculé le courant de foudre à partir du champ magnétique mesuré, à l'aide de la loi d'Ampère, pour chaque arc-en-retour ayant donné lieu à une mesure de champ magnétique. Les courbes présentant le résultat de ce calcul sont aussi présentées en annexe II.2. Nous rappelons les fondements théoriques de ce calcul approché dans le paragraphe II.5°.a) avant de donner les résultats de mesure, tir par tir.

Une remarque générale sur l'expérimentation concerne la méthode de déclenchement des acquisitions utilisée. Nous avons décrit le principe de transmission du signal issu de l'expérimentation CNET. Or, il s'est avéré que des parasites étaient induits sur le câble coaxial de 4 mètres de long assurant la liaison entre notre oscilloscope et celui du CNET. Nous avons donc reçu des signaux supplémentaires à ceux transmis "officiellement". Ce léger problème nous a en fait servis puisque l'expérimentation du CNET ayant essuyé quelques problèmes, tous les signaux d'arcs-en-retour obtenus par le CENG n'ont pas été transmis. Mais, grâce aux parasites pris par le câble coaxial, nous avons pu déclencher des acquisitions sur certains arcs-en-retour dépourvus de signal conventionnel. La seule difficulté découlant de ce moyen de déclenchement est le recalage des acquisitions réalisées sur les mesures de courant de foudre du CENG. Ceci nous a conduits à remplacer le câble coaxial par un câble triaxial blindé dont malheureusement nous n'avons pu tester l'efficacité faute de tirs supplémentaires.

II.5°.a) Calcul approché du courant de foudre à partir du champ magnétique à l'aide de la loi d'Ampère :

Nous rappelons simplement l'origine du théorème d'Ampère utilisé pour ce calcul.

A partir de l'équation de Maxwell,

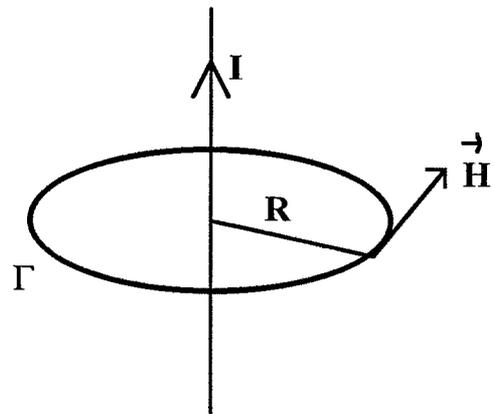
$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t},$$

et dans le cadre de la magnéto-statique, la circulation du vecteur \vec{H} aboutit au théorème d'Ampère :

$$\oint_{\Gamma} \vec{H} \cdot d\vec{l} = I$$

Dans notre cas, en négligeant la dérivée du vecteur induction électrique \vec{D} , nous appliquons le théorème d'Ampère au canal de foudre supposé rectiligne. Le calcul de la circulation de \vec{H} sur le cercle de rayon R centré sur le canal de foudre donne, puisque H ne dépend que de la distance au canal de foudre et $\vec{H} \cdot d\vec{l} = H \cdot dl$:

$$\oint_{\Gamma} \vec{H} \cdot d\vec{l} = 2\pi R H$$



Nous avons donc, avec R, distance au point d'impact :

$$I = 2\pi R H$$

De plus, en ce qui concerne notre mesure, il ne faut pas oublier le terme correctif dû à la différence d'orientation de l'axe du capteur de champ magnétique et de la direction théorique du champ (Cf figure II.7). Nous avons $H_{\text{mesuré}} = H_{\text{total}} \cdot \cos\alpha$ avec $\alpha=30^\circ$. Le courant de foudre s'exprime finalement selon l'équation suivante :

$$I = 2\pi R \frac{H_{\text{mesuré}}}{\cos\alpha}$$

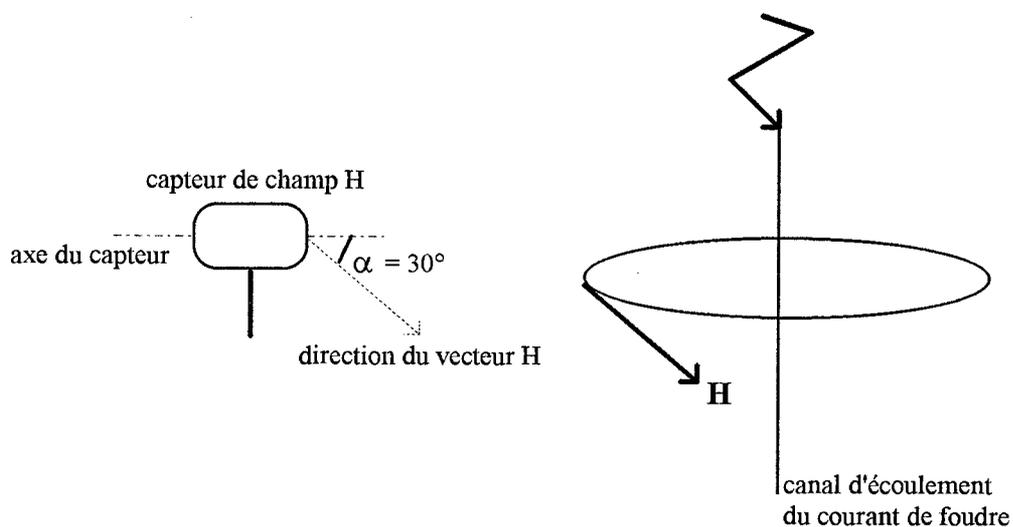


figure II.7 : position relative du capteur H31

Nous allons maintenant détailler les résultats obtenus, tir par tir.

II.5°.b) Tir 9113 :

Ce tir a eu lieu le 30 juillet à 13:30 et comporte un seul arc-en-retour. Les résultats des différentes équipes sont repris dans le tableau II.2.

intitulé de la mesure	valeur maximale	temps de montée en ns
courant de foudre (CENG)	-4.7 kA	1000
induction magnétique (CENG)	-11.6 μ T	610
champ électrique (FP Mons)	-17.3 kV/m	4400
champ magnétique (EDF-CEGELY)	-8 A/m (-10.1 μ T)	750
champ électrique (EDF-CEGELY)	-11.0 kV/m	4700
courant induit (EDF-CEGELY)	63.3 A	4100

tableau II.2 : résultats du tir 9113

Les valeurs obtenues sont donc cohérentes entre elles. Les légères différences relevées s'expliquent par les positions relatives des capteurs reprises par la figure II.6 (page 40).

Le courant de foudre calculé selon la loi d'Ampère ainsi que l'explique le paragraphe précédent, est tout à fait satisfaisant par rapport au courant mesuré ce qui prouve la cohérence des mesures. En effet, nous obtenons une valeur crête de -4,5 kiloAmpères à rapprocher des -4,7 kiloAmpères mesurés (soit 4 % de différence).

L'examen du courant induit sur la ligne conduit à une interrogation sur la forme du signal. Les oscillations observées correspondent à la configuration de la ligne en court-circuit. En effet, la fréquence de ces oscillations est de 560 kiloHertz ce qui correspond à une longueur d'onde de 540 mètres soit environ deux fois la longueur de la ligne, ce qui représente une résonance en L/2. Par contre, la porteuse est différente de l'onde de foudre biexponentielle que l'on attendait. Cette onde est en fait coupée : ce phénomène serait dû à la saturation de la sonde que l'on explicitera par la suite.

A la suite de ces résultats, seul le calibre de la voie reliée à l'antenne capacitive a été modifiée de 2 Volts/division à 1 Volt/division.

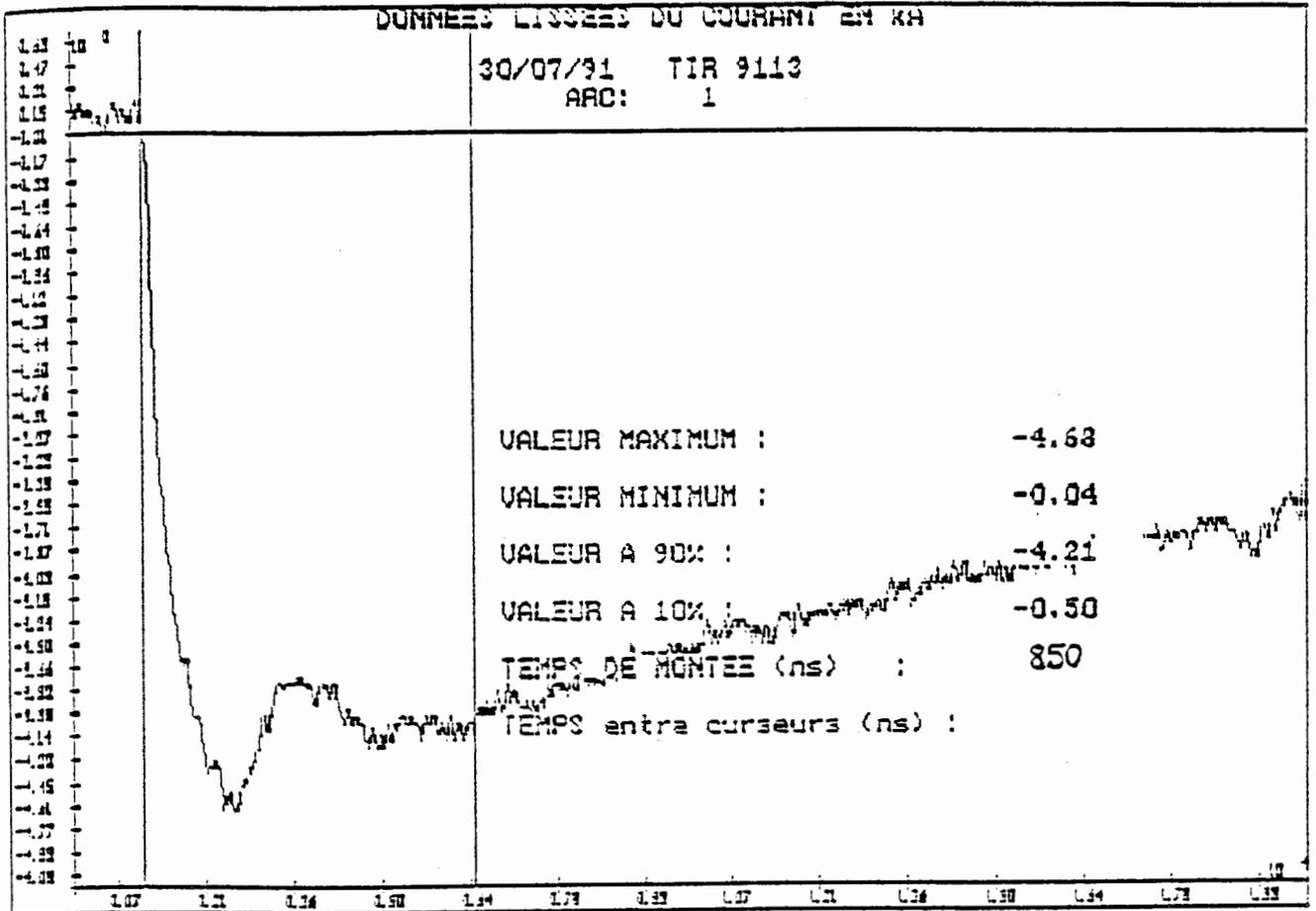


figure II.8 : courant de foudre du tir 9113 (mesure du L.A.S.P./CENG)

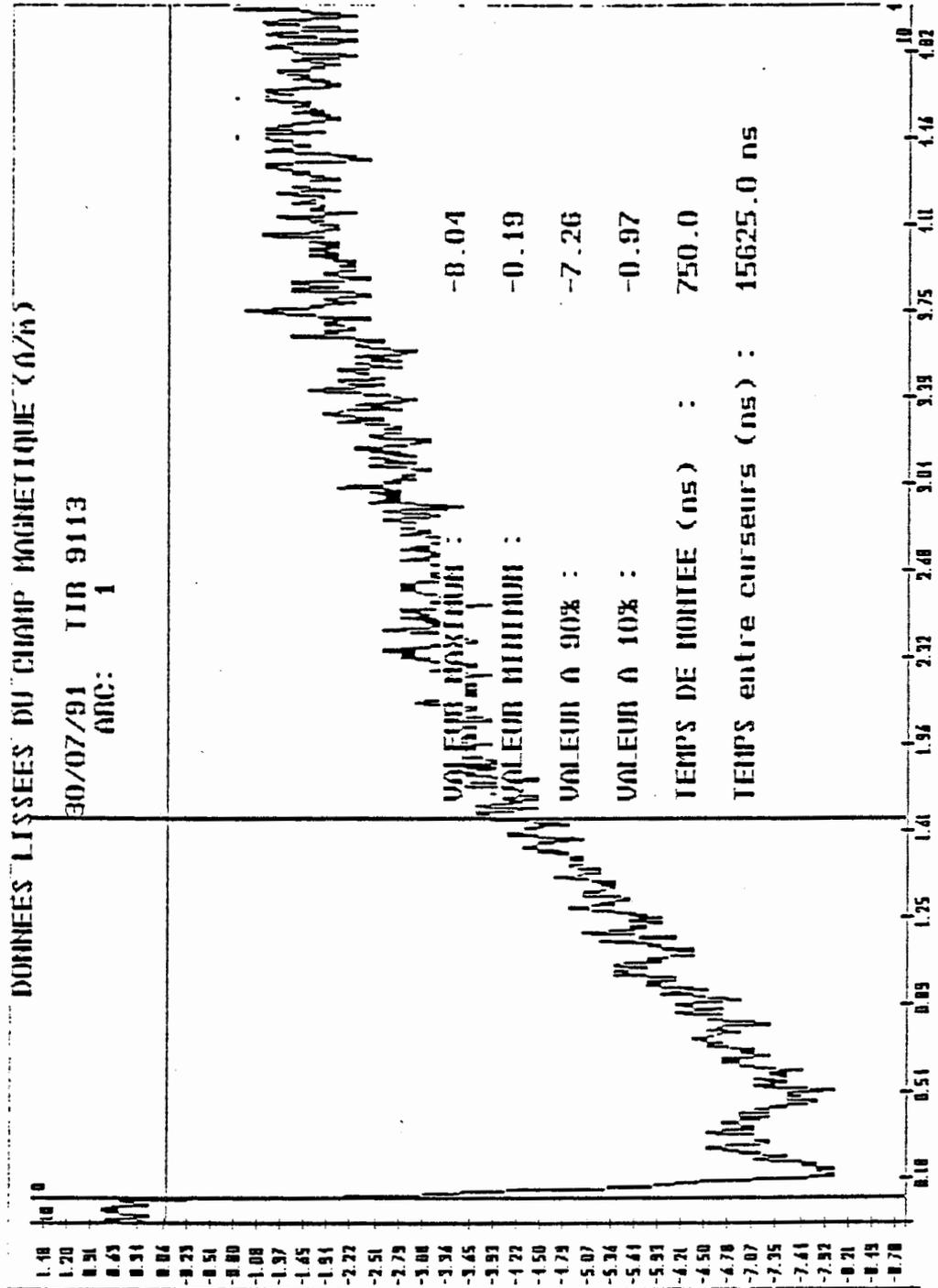


figure II.9 : champ magnétique produit par le tir 9113 à 77 mètres

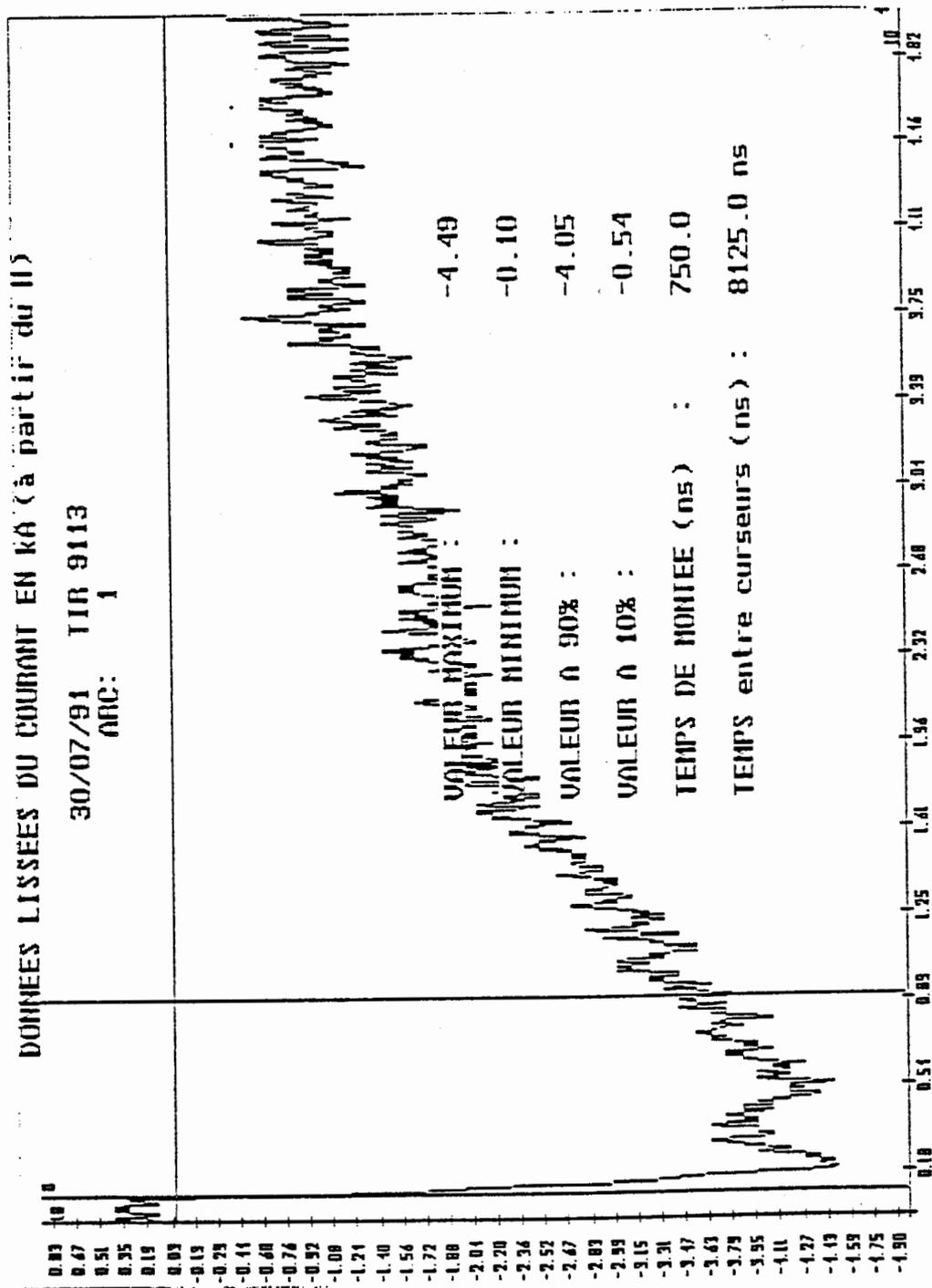


figure II.10 : courant de foudre calculé à partir du champ magnétique mesuré lors du tir 9113

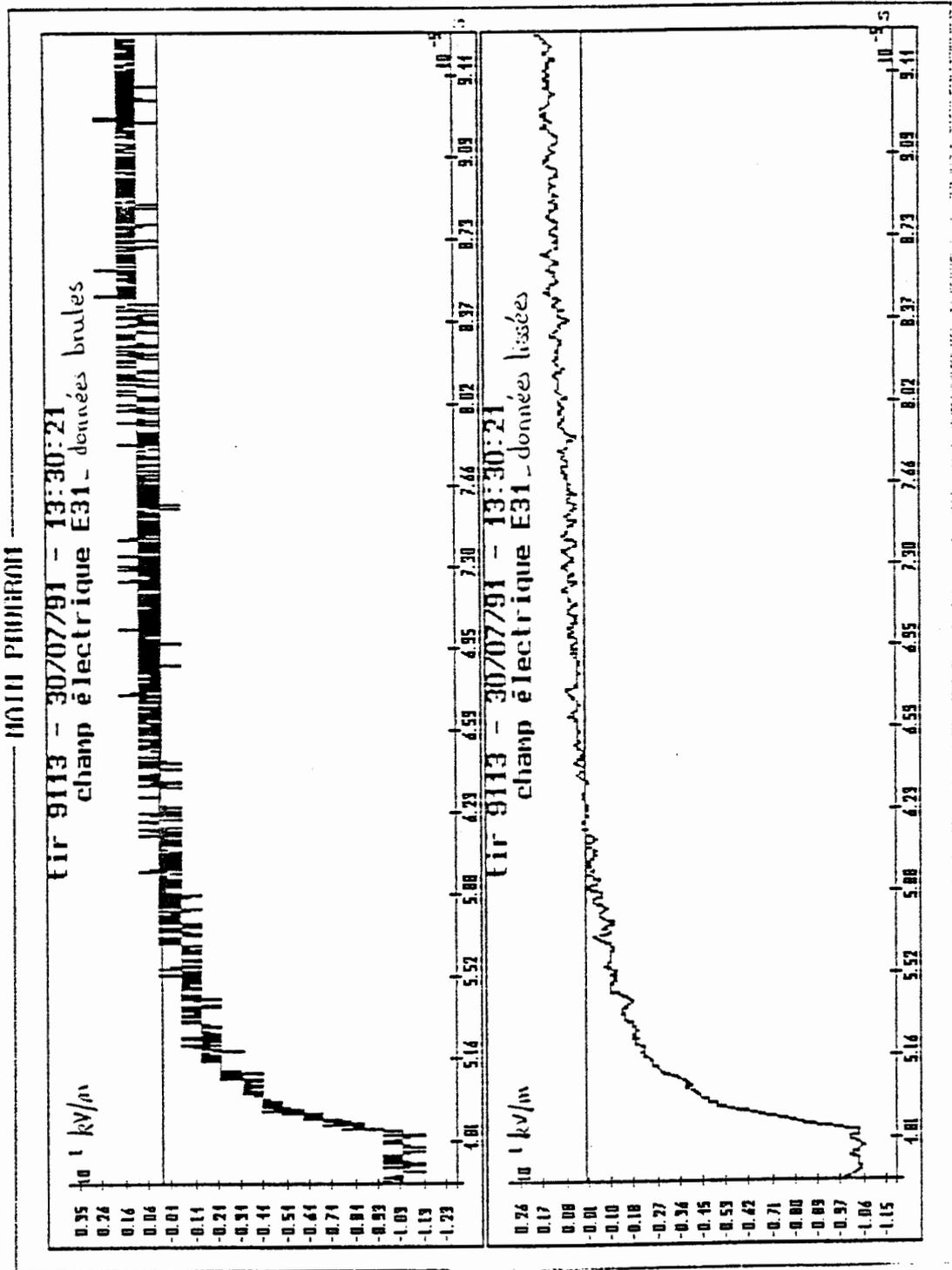


figure II.11 : champ électrique produit par le tir 9113 à 77 mètres

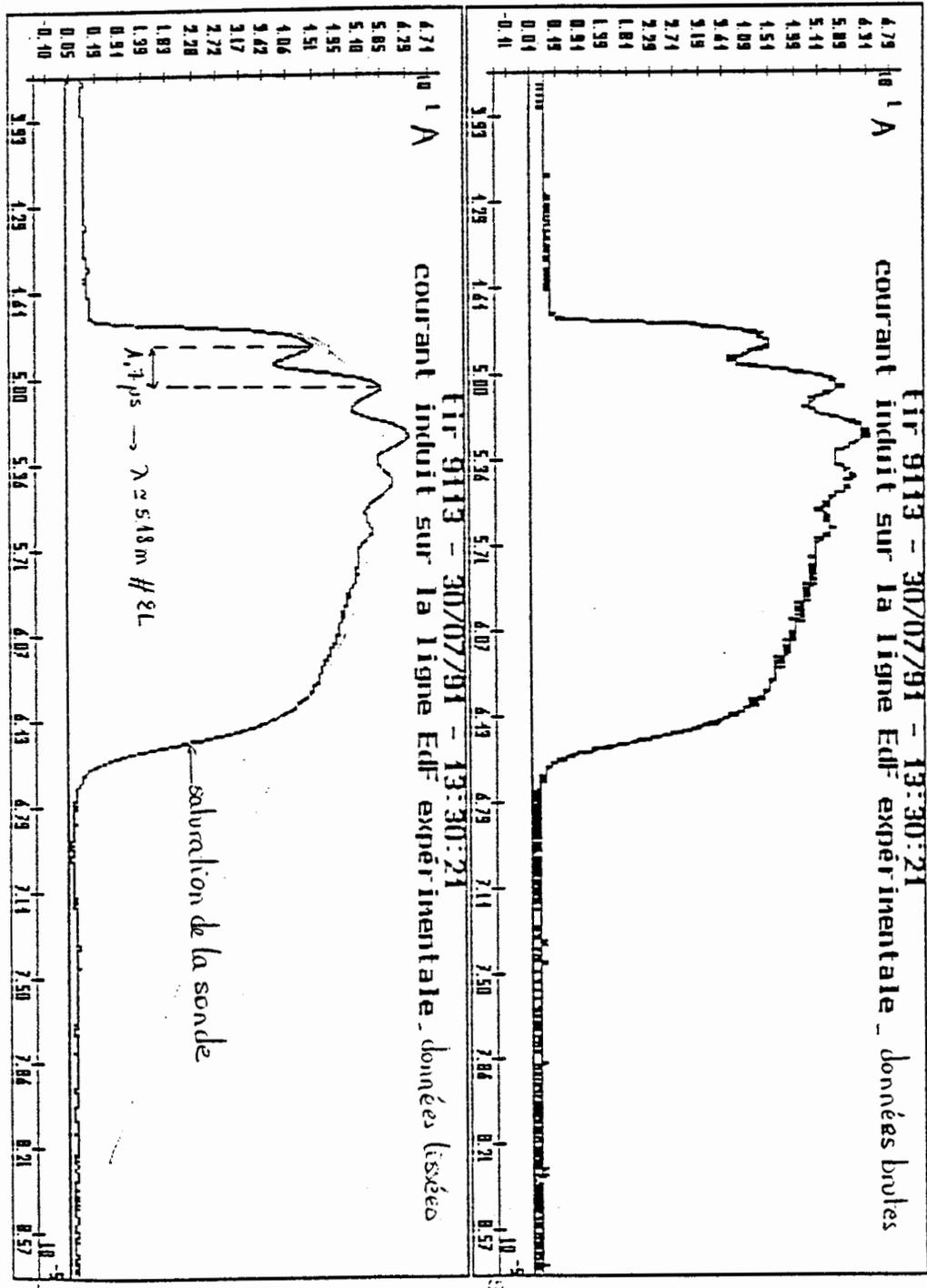


figure II.12 : courant induit sur la ligne EDF par le tir 9113

II.5°.c) Tir 9119 :

Le 8 août à 1:44, le tir 9119 déclenchait un arc-en-retour. Les résultats sont rassemblés dans le tableau II.3.

intitulé de la mesure	valeur maximale	temps de montée en μs
courant de foudre (CENG)	-10.3 kA	1.01
induction magnétique (CENG)	-23.3 μT	1.02
champ électrique (FPMons)	-32 kV/m	5.86
champ magnétique (EDF-CEGELY)	-22.3 A/m (-28.0 μT)	0.9
champ électrique (EDF-CEGELY)	-18.8 kV/m	5.43
courant induit (EDF-CEGELY)	147.2 A	4.24

tableau II.3 : résultats du tir 9119

Les remarques sont les mêmes que pour le tir précédent mis à part la coupure de l'onde de courant induit sur la ligne plus proche de la valeur maximale, qui est quant à elle plus importante.

II.5°.d) Tir 9120 :

5 arcs-en-retour ont été déclenchés par ce tir le 8 août à 3:55 mais seul le premier signal de déclenchement a été retransmis par l'expérimentation CNET. Pour notre part, nous avons eu un déclenchement supplémentaire par induction sur le câble coaxial. En comparant les divers résultats obtenus pour ces acquisitions, il apparaît que le déclenchement supplémentaire est antérieur aux autres et donc seules nos mesures ont été réalisées à cet instant. Les résultats sont les suivants : tableau II.4.

intitulé de la mesure	valeur maximale, temps de montée en μs					
	arc 0	arc 1	arc 2	arc 3	arc 4	arc 5
I_{foudre} (CENG) [kA]	-	-8.4, 0.30	-10.3, 0.65	composante continue	-8.6, 4.67	-9.4, 0.63
B (CENG) [μT]	-	-47.3, 0.63	-48.0, 0.87		-17.0, 0.83	-47.0, 0.71
E (FPMons) [kV/m]	-	-36.8, 0.97	-	-	-	-
H (EDF-CEGELY) [A/m]	-46.4, 1.03	-31.4, 0.55	-	-	-	-
E (EDF-CEGELY) [kV/m]	-24.8, 2.68	-22.6, 2.03	-	-	-	-
I_{induit} (EDF-CEGELY) [A]	158, 2 saturé	160, 3 saturé	-	-	-	-

tableau II.4 : résultats du tir 9120

Pour ce qui concerne la première série de mesure ("arc 0"), l'acquisition a probablement été déclenchée par le parasite rayonné par la fusion du fil déroulé par la fusée correspondant au traceur. La forme des signaux ne présente pas de singularités particulières. Il faut toutefois

souligner la saturation de la voie de mesure du courant induit et l'amplitude importante des champs électrique et magnétique.

Il en est de même pour la seconde série (arc 1) alors que le courant de foudre est d'amplitude moyenne. La comparaison avec les résultats du tir 9119 conduit à la même réflexion : les champs électromagnétiques mesurés par les équipes concernées sont incohérents avec la valeur du courant de foudre. Cette remarque est matérialisée par le calcul du courant de foudre à partir du champ magnétique qui donne une valeur maximale de -17.6 kiloAmpères au lieu des -8.4 kiloAmpères mesurés.

Ceci se retrouve pour les arcs 2 et 5 d'après les mesures du CENG, seule équipe ayant des enregistrements pour ces arcs.

Par contre, si on considère l'arc 4, on retrouve une valeur de l'induction magnétique conforme à ce que nous avons pour les tirs 13 et 19. Or le seul paramètre, mesuré, différent pour ces arcs est le temps de montée de l'onde de courant. Ainsi, pour les arcs 1 et 4 d'amplitudes pratiquement égales, il y a un facteur 3 entre les inductions magnétiques et un facteur 15 entre les temps de montée. L'influence notable du temps de montée de l'onde est donc de nouveau démontrée. Il est d'autre part souhaitable de souligner l'intérêt de ces tirs qui déclenchent plusieurs arcs-en-retour. En effet, beaucoup moins de paramètres varient entre deux arcs-en-retour successifs qu'entre deux tirs différents. La trajectoire et la longueur de l'arc sont par exemple pratiquement conservées. Les comparaisons entre les résultats obtenus dans ces conditions sont donc plus fondées et par conséquent plus valables.

L'arc 3 présente quant à lui un cas "typique" de cette campagne. L'acquisition a débuté sur un dépassement du seuil de déclenchement dû à une augmentation de la composante continue du courant de foudre ayant conduit à une décharge intervenant plus de 20 microsecondes (taille de la fenêtre d'acquisition du CENG choisie pour une mesure du temps de montée précise) après l'instant de déclenchement. Les résultats obtenus alors par le CENG ne concernent donc que la composante continue et ne sont pas d'un grand intérêt. Il aurait été possible de s'affranchir de ce problème en relevant le seuil de déclenchement mais le nombre d'acquisitions aurait été moindre. De plus, l'expérimentation du CNET reprenait cette mesure sur une fenêtre d'acquisition de 500 microsecondes qui a permis parfois (en l'occurrence, pas cette fois-ci puisqu'il n'y a pas eu de déclenchement pour l'expérimentation CNET) d'obtenir les informations principales concernant le courant de foudre.

II.5°.e) Tir 9126 :

Le tir 9126 du 22 août à 23:32 a donné lieu à un seul arc-en-retour. Seul le CENG et nous avons obtenu des acquisitions. L'expérimentation CNET n'a, en effet, pas déclenché et donc pas retransmis le signal aux autres équipes. Nous devons nos résultats encore une fois aux parasites récoltés par le câble coaxial. (Cf tableau II.5 page suivante)

Cependant, pour ce tir et les deux suivants qui ont eu lieu lors de la même alerte, la mesure du champ magnétique n'a pu se faire faute de batterie chargée et à cause de l'impossibilité de sortir de la salle de commande pendant l'alerte et surtout sous l'orage.

intitulé de la mesure	valeur maximale	temps de montée
courant de foudre (CENG)	-19.3 kA	9.9 μ s
induction magnétique (CENG)	-47.6 μ T(saturé)	500 ns
champ électrique (EDF-CEGELY)	-21.2 kV/m	2 μ s
courant induit (EDF-CEGELY)	397 A (saturé)	3.3 μ s

tableau II.5 : résultats du tir 9126

Il est nécessaire de relever la forme d'onde du signal obtenu par le CENG pour le courant de foudre. La fenêtre d'acquisition n'a pas permis d'obtenir le maximum du signal. Nous avons uniquement un front de montée assez raide suivi d'un front beaucoup plus lent. Cette forme d'onde est tout-à-fait inhabituelle.

Le signal traduisant l'induction magnétique ne nous est d'aucun secours pour expliquer cette forme puisque la voie de mesure est rapidement saturée.

Lorsque nous nous intéressons au champ électrique, rien ne signale les singularités relevées précédemment. Aucune rupture de pente n'est observée et la courbe obtenue est fortement similaire à celle obtenue pour le tir 20. Les mesures des deux équipes correspondent-elles au même événement? Il est difficile de trancher cette question puisqu'il n'y a aucun moyen de dater très précisément notre mesure, l'heure de déclenchement exacte n'étant pas sauvegardée avec assez de précision.

II.5°.f) Tir 9128 :

Il y a eu 8 réamorçages provoqués par le tir 9128 du 22 août à 23:55 et enregistrés par l'expérimentation du CENG. Malheureusement, seuls les 2 premiers et le dernier ont été utilisés et retransmis par le CNET. Pour notre part, nous avons eu quelques acquisitions supplémentaires pour le champ électrique (7 au total). En examinant les résultats obtenus, nous avons pu recalculer grossièrement chaque déclenchement sur ceux effectivement fournis par le CENG. Les résultats sont rassemblés dans les tableaux II.6 et II.7 (page suivante) : nous y présentons la valeur maximale de l'onde et son temps de montée.

En ce qui concerne l'arc 3, nous retrouvons la forme d'onde du tir 26 pour le courant de foudre. Malheureusement, ceci ne permet pas d'éclairer le problème puisque pour cet arc nous sommes seuls avec le CENG à avoir obtenu un déclenchement. Il n'y a donc pas d'élément supplémentaire susceptible d'expliquer ce phénomène.

n° arc	courant de foudre (CENG)	induction magnétique (CENG)	champ électrique (FPMons)
1	-6.8 kA, 4.6 μ s	-14.3 μ T, 3.3 μ s	-19.5 kV/m, 6.9 μ s
2	-5.3 kA, 4.0 μ s	-12.4 μ T, 2.5 μ s	-18.6 kV/m, 7.8 μ s
3	-11.3 kA, 13.4 μ s	-47.6 μ T, 0.7 μ s	-
4	-12.5 kA, 0.7 μ s	-45.4 μ T, 0.6 μ s	-
5	-5.9 kA, 0.3 μ s	-31.1 μ T, 0.7 μ s	-
6	-8.7 kA, 0.3 μ s	-47.6 μ T, 0.3 μ s	-
7	-8.6 kA, 0.6 μ s	-46.3 μ T, 0.9 μ s	-
8	-4.4 kA, 0.4 μ s	-26.3 μ T, 0.6 μ s	-19.1 kV/m, 1.0 μ s

tableau II.6 : résultats du tir 9128 (première partie)

n° arc	champ électrique (EDF-CEGELY)	courant induit (EDF-CEGELY)
1	-11.8 kV/m, 11.5 μ s	129.3 A, 6.2 μ s
2	-11.4 kV/m, 10.7 μ s	104.5 A, 5.9 μ s
3	-17.8 kV/m, 1.9 μ s	-
4	-21.3 kV/m, 2.0 μ s	-
5	-17.1 kV/m, 1.8 μ s	-
6	-	-
7	-20.0 kV/m, 1.9 μ s	-
8	-10.6 kV/m, 2.5 μ s	159.1 A, 3.2 μ s

tableau II.7 : résultats du tir 9128 (seconde partie)

Le courant induit sur la ligne EDF recèle quant à lui une singularité tout au moins pour les deux premiers arcs. En effet, aucune oscillation n'apparaît sur les courbes (l'onde coupée est toujours présente) alors que l'arc 8 présente bien les oscillations correspondant aux réflexions en bout de ligne. Ceci s'explique-t-il par le temps de montée de l'onde, seul paramètre radicalement différent et pouvant avoir une incidence? En théorie, il doit y avoir oscillation tant que la ligne n'est pas fermée sur son impédance caractéristique. Or, au cours de la campagne, aucune modification n'a été apportée sur la configuration de mesure du courant induit sur les trois phases de la ligne. Et cela est d'autant plus vrai entre deux arcs-en-retour d'un même tir. Il est donc nécessaire de se tourner vers une autre explication. Comme le temps de montée de l'onde perturbatrice est le seul paramètre pouvant intervenir, il est possible d'avancer l'hypothèse selon laquelle, les fréquences mises en jeu lors de ces deux arcs-en-retour n'ont pas conduit à un régime d'oscillations dû à la résonance de la configuration de la ligne. Cette hypothèse ne peut être démentie par les résultats de la campagne 91 puisque pour les seuls arcs concernés par l'absence d'oscillation, le courant de foudre avait un temps de montée de l'ordre de 4 microsecondes.

II.5°.g) Tir 9130 :

Le dernier tir réussi de la campagne 91 a eu lieu le 23 août à 00:24 et a déclenché un seul arc-en-retour. Les résultats sont présentés par le tableau II.8.

intitulé de la mesure	valeur maximale	temps de montée
courant de foudre (CENG)	-5.3 kA	24.6 μ s
induction magnétique (CENG)	-	-
champ électrique (FPMons)	-19.7 kV/m	1.1 μ s
champ électrique (EDF-CEGELY)	-10.6 kV/m	2.3 μ s
courant induit (EDF-CEGELY)	173.6 A	3.2 μ s

tableau II.8 : résultats du tir 9130

La première remarque concernant ce tir souligne la durée importante de l'arc-en-retour. Le front d'onde est très lent et la fenêtre d'acquisition du CENG a de ce fait été trop étroite pour obtenir l'ensemble du signal de courant de foudre et d'induction magnétique. Les résultats du courant de foudre sont fournis grâce à l'acquisition réalisée par le CNET.

Pour ce qui est des autres mesures, aucune remarque particulière n'est à faire mis à part celle concernant le niveau des signaux de champ électrique et de courant induit qui sont relativement importants alors que la valeur maximale du courant de foudre est faible et que le temps de montée de l'onde est élevé.

II.6°) Analyse générale des enregistrements de courant induit et de champ rayonné : [32]

II.6°.a) Forme du courant induit mesuré :

L'examen plus approfondi des courbes obtenues nous a conduit à penser que la coupure de l'onde provenait certainement de la saturation en énergie de la sonde de courant. Parmi les caractéristiques de la sonde fournies par le constructeur, il y a bien-sûr une valeur crête maximale admissible (ici de 500 Ampères) mais aussi un produit I.T maximal de 2.10^{-3} Ampère.seconde, maximum que l'on ne peut atteindre que lorsqu'un courant faible continu traverse le secondaire de la sonde, ce qui n'est d'ailleurs pas le cas lors de la mesure.

Le calcul grossier de cette grandeur pour chaque courbe montre que la valeur limite est très proche. Nous avons donc remplacé cette sonde par la sonde Stangenes 0.5-0.1W qui supporte un courant crête inférieur à 5000 Ampères et un I.T inférieur à 0.2 Ampère.seconde. Malheureusement, après cet échange aucun tir réussi ne s'est produit. D'autre part, une vérification rapide de la première sonde a été réalisée sur place et n'a mis en évidence aucun dysfonctionnement. Un autre test sur table a été réalisé au CEGELY. Le matériel utilisé était constitué d'un générateur d'onde de courant biexponentielle 8-20 microsecondes, d'amplitude comprise entre 300 et 2500 Ampères, réalisé au laboratoire, de l'oscilloscope LeCroy, d'un shunt de 0,00502 Ohm et des deux sondes Stangenes. Nous avons mesuré le courant délivré par le générateur d'une part avec le shunt et d'autre part avec l'une des deux sondes. Les courbes obtenues sont présentées à la figure II.13. Avec la sonde 0.5-1.0W, nous pouvons relever le même phénomène de coupure de l'onde mesurée que ce que nous avons obtenu à Saint Privat. Par contre, l'autre sonde Stangenes 0.5-0.1W fournit l'onde de courant sans altération et identique à la mesure réalisée par le shunt. De plus, le calcul du produit I.T sur la mesure de courant de la sonde 0.5-1.0W donne $1,75.10^{-3}$ Ampère.seconde alors que la valeur maximale admise préconisée par le constructeur est de 2.10^{-3} Ampère.seconde. Il est donc acquis que la coupure de l'onde de courant mesurée lors de la campagne de Saint Privat est bien due à la saturation en énergie de la sonde.

21-Nov-91
17:21:09

LeCroy

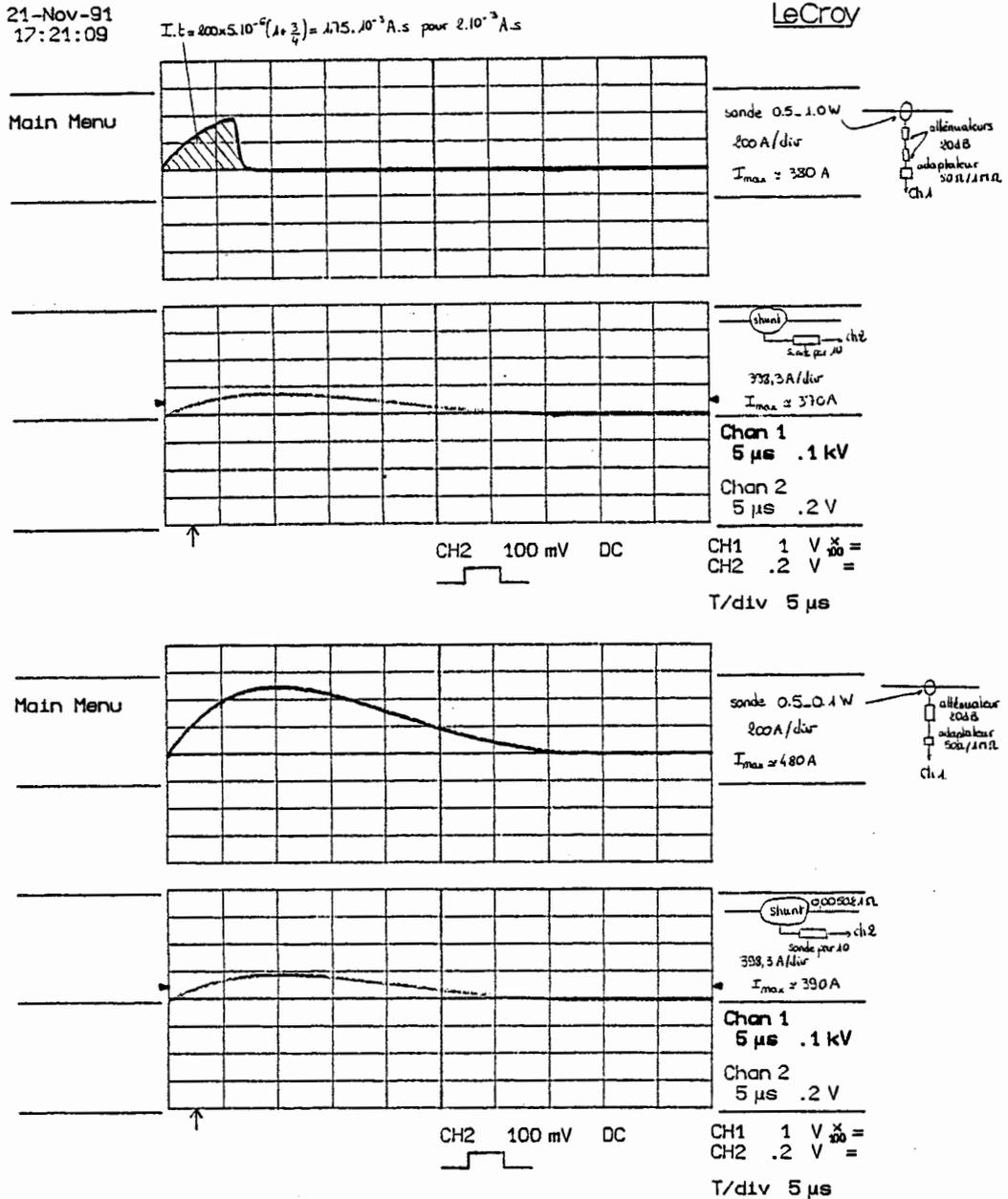


figure II.13 : résultats du test de la sonde de courant Stangenes 0.5-1.0W

II.6°.b) Champ électromagnétique mesuré :

Les résultats obtenus lors de cette campagne de mesures permettent de confirmer la dépendance du champ magnétique par rapport à l'amplitude et au temps de montée de l'onde de courant de foudre. En ce qui concerne le champ électrique, l'influence de l'amplitude de l'onde est prépondérante.

Il peut être intéressant de quantifier aussi l'influence de la distance à l'arc sur le champ électromagnétique rayonné. Les formules théoriques du champ rayonné obtenues à partir des équations de Maxwell, distinguent plusieurs composantes différentes du champ. Ainsi, si D est la distance à l'arc, le champ électrique est formé de la composante électrostatique variant en $1/D^3$, la composante induite variant en $1/D^2$ et la composante rayonnée variant en $1/D$. Le

champ magnétique n'est quant à lui composé que de deux termes : la composante induite et la composante rayonnée.

Lorsque l'on compare les mesures de champ électrique réalisées d'une part par la FPMons et d'autre part par nous-mêmes, les différences observées se situent légèrement en-dessous du facteur $1/D$. L'examen attentif des enregistrements obtenus montre que la variation de champ électrique débute avant l'instant de développement de l'arc-en-retour. Ce que nous mesurons en fait, correspond au champ induit par la propagation du leader descendant vers le sol, qui initie l'arc-en-retour. Ensuite, la chute brutale vers 0 correspond au claquage de l'intervalle d'air c'est-à-dire à la mise en court-circuit du nuage et du sol par l'arc-en-retour. La composante du champ électrique rayonnée par le passage du courant dans le canal ionisé n'est donc pas visible sur les mesures réalisées. Elle est certainement masquée (car beaucoup plus faible) par les composantes citées précédemment et la dynamique du capteur, dont le calibre a été choisi pour enregistrer les variations complètes du champ électrique, ne permet pas de la faire apparaître. Ceci est confirmé par le peu d'influence du temps de montée de l'onde de courant sur la valeur du champ électrique puisque la composante rayonnée du champ est fonction de la dérivée du courant de foudre.

Pour le champ magnétique, mis à part le tir 9119 pour lequel notre résultat de mesure est supérieur, les valeurs obtenues par le CENG sont légèrement supérieures aux produits de nos valeurs par le terme tenant compte d'une variation en $1/D$. De plus, les variations du champ magnétique représentent une image relativement fidèle du courant de foudre comme le montre le calcul du courant de foudre à partir de nos mesures à l'aide de l'équation : $2\pi rH = I$. Le champ mesuré est donc composé en grande partie de champ induit. La composante rayonnée a tout de même une influence puisque le temps de montée de l'onde de courant constitue un paramètre important de la norme du champ magnétique.

II.7°) Conclusion :

II.7°.a) Sur la campagne 1991 : [32]

La campagne 1991 de déclenchement artificiel de la foudre à Saint Privat D'Allier a permis d'obtenir un certain nombre de résultats intéressants sur le champ électromagnétique rayonné et le courant induit sur une ligne. Même si quelques mises au point n'ont pu être réalisées par un manque de tirs en fin de campagne, le bilan est globalement positif. Ainsi, nous avons obtenu 13 enregistrements de variations lors d'un arc-en-retour du champ électrique, 8 du courant induit sur la ligne et 4 du champ magnétique. Ceci représente un échantillon des grandeurs produites par une décharge de foudre sur site réel. Et, bien que la foudre déclenchée ne soit pas complètement identique à la foudre naturelle (valeur crête, énergie moins importantes), les mesures réalisées fixent l'ordre de grandeur des perturbations engendrées par ce phénomène. De plus, certains paramètres tels que la distance au point d'impact, les variations du courant, sont connus avec précision puisque mesurés, ce qui va nous permettre, au cours du chapitre V, d'évaluer la validité des modèles de calcul de champ électromagnétique rayonné ou de couplage.

Afin de définir la portée réelle des résultats de mesure obtenus, la précision des mesures réalisées à l'aide de nos chaînes est un paramètre essentiel qu'il est nécessaire de quantifier. En ce qui concerne les mesures de champ électromagnétique, nous avons réalisé lors de la campagne de foudre déclenchée précédente (Saint Privat 1990) un test de la chaîne Mélopée complète à l'aide d'une cellule TEM alimentée par un générateur de choc fournis par les équipes présentes (en l'occurrence, le CNET de Lyon et Laborelec) et en collaboration avec ces équipes. Nous avons ainsi pu mesurer des erreurs atteignant 10 % pour le capteur E31 et 15 % pour le capteur H31 dans les gammes de sensibilité utilisées. Ces valeurs sont toutefois à relativiser d'une part parce que la cellule est une masse métallique et que les capteurs sont très sensibles à la proximité de masses métalliques, d'après leurs spécifications et comme nous allons le voir au cours du chapitre III; et d'autre part parce que, vu les dimensions de la cellule et celles des capteurs, les effets de bord de la cellule ne peuvent être négligés. En ce qui concerne les dérives dues aux conditions atmosphériques (pression, température), une recalibration régulière avant chaque utilisation a été réalisée grâce au système de calibration intégré de la chaîne. Ensuite, pour ce qui est des mesures de courant induit, le constructeur de la sonde de courant indique une précision de + 1 % - 0 %. Enfin, les spécifications du numériseur LeCroy donnent une précision en continu inférieure à ± 2 %, une précision d'ouverture de ± 10 picosecondes pour la section verticale numérique (convertisseur de 8 bits), une précision de l'horloge interne inférieure à $\pm 0,01$ %. Toutes ces caractéristiques nous permettent donc d'obtenir une précision tout à fait correcte pour l'ensemble de nos mesures. Il est cependant clair que ces mesures sur site réel d'un phénomène encore très mal connu sont soumises à de nombreux aléas indépendants du soin pris pour leur préparation et qu'une confiance illimitée ne doit pas être faite aux systèmes de mesure.

II.7°.b) Sur l'étude des éclairs déclenchés : [25, 26, 27, 28, 30, 31, 33]

Le déclenchement artificiel de la foudre constitue l'approche la plus pratique et précise du phénomène naturel foudre. En effet, les mesures se font en grandeur réelle, l'instant et le point d'impact étant connus.

Cependant, ce moyen d'étude de la foudre comporte quelques inconvénients. Tout d'abord, la mise en oeuvre d'une telle expérimentation est lourde. Elle nécessite des moyens matériels et humains importants. Ainsi, des systèmes de mesure performants sont nécessaires en nombre important pour pouvoir analyser le maximum de paramètres du coup de foudre à chaque déclenchement et ce, pendant la durée de la campagne qui peut atteindre quatre mois. Cette immobilisation de matériel représente un coût financier non négligeable. De plus, le personnel nécessaire à la maintenance quotidienne de ces systèmes de mesure qui doivent demeurer opérationnels à chaque instant de la campagne, constitue une part importante du coût global de ce type d'étude. En effet, ce personnel doit être présent tout au long de la campagne pour profiter de toutes les opportunités offertes par les conditions météorologiques. Nous touchons là le plus grave inconvénient du déclenchement artificiel de la foudre : il est totalement dépendant des conditions atmosphériques du site. Ainsi, la campagne 1990 de Saint Privat D'Allier a coïncidé avec une année très pauvre en événements orageux et les résultats obtenus par les équipes présentes lors des quatre mois de campagne ont été assez décevants comparés à l'investissement financier et humain. Aussi, même si le déclenchement artificiel de la foudre permet d'apprivoiser ce phénomène, il reste tout de même très fugitif et aléatoire. C'est la raison pour laquelle la maintenance des systèmes de mesure constitue une part essentielle de la tâche des opérateurs de ce type d'expérimentation d'autant plus que les mesures en extérieur ne sont jamais très simples à réaliser.

En plus de ces considérations d'ordre organisationnel, il est nécessaire de souligner les différences physiques qui existent entre la foudre naturelle et la foudre déclenchée [25, 26, 27, 28, 30, 31, 33].

Pour cela, nous allons décrire le processus d'une décharge de foudre déclenchée [28]. Un précurseur ascendant se développe à la tête de l'ensemble constitué par la fusée et le fil, à une vitesse de l'ordre de $5 \cdot 10^4$ mètres/seconde. Son courant de formation, qui atteint quelques centaines d'Ampères et dure quelques centaines de millisecondes, provoque la fusion du fil. La décharge est alors initiée et des ré-illuminations brèves traduisent l'existence de précurseurs continus suivis d'arcs-en-retour. La figure II.14 reprend ce processus. Ainsi, la décharge de foudre déclenchée est très proche de la décharge ascendante (existence d'un précurseur ascendant) et elles ont d'ailleurs la même forme arborescente. Cependant, la séquence précurseur par pas / premier arc-en-retour est absente du processus de la décharge déclenchée. De plus, le précurseur ascendant qui se développe à la tête de la fusée et le courant continu qui s'écoule dans le canal issu de la fusion du fil sont caractéristiques d'un déclenchement artificiel.

En conclusion, il apparaît que les arcs produits par une décharge déclenchée reproduisent parfaitement bien les arcs subséquents des décharges naturelles.

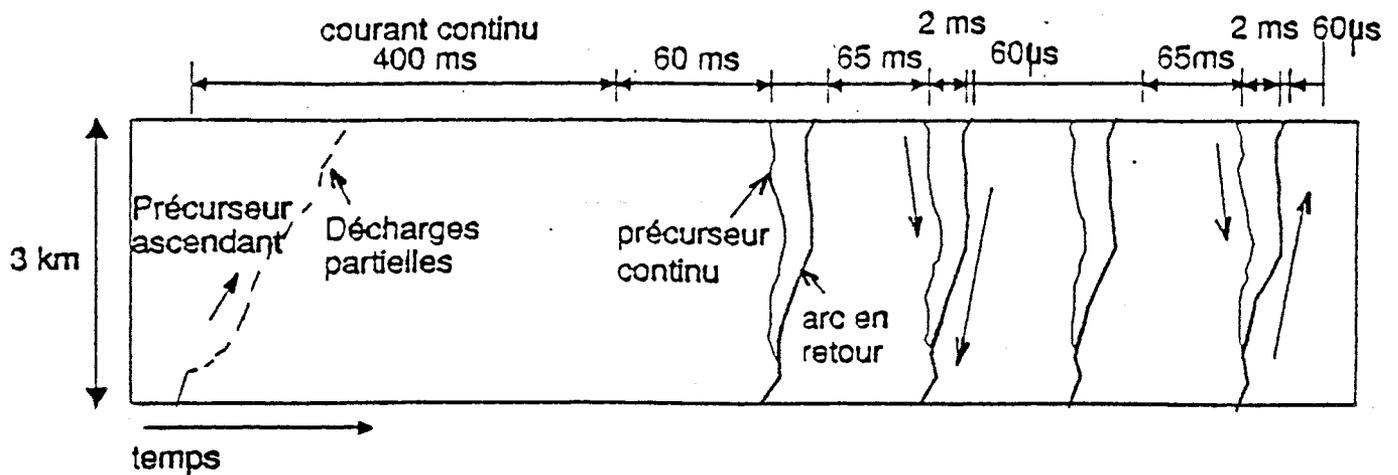


figure II.14 : évolution d'une décharge de foudre déclenchée artificiellement [28]

Le déclenchement artificiel de la foudre permet donc d'atteindre par la mesure de nombreux paramètres du phénomène. Il se heurte cependant à une mise en oeuvre lourde et à une dépendance fâcheuse par rapport aux conditions météorologiques. C'est la raison pour laquelle il est nécessaire d'étudier les grandes étincelles en laboratoire et de rechercher le plus grand nombre d'analogies qui existent entre elles et la foudre pour développer un moyen d'étude plus flexible. La partie suivante de ce rapport est consacrée à cet outil.

Chapitre III :

ETUDE DES GRANDES ETINCELLES DE **LABORATOIRE**

Nous avons vu au cours du premier chapitre que les phénomènes physiques mis en jeu lors d'une décharge de foudre et lors du claquage d'un intervalle d'air en laboratoire haute tension étaient de même nature. Cette analogie nous permet donc de tenter de comprendre mieux le phénomène de la foudre ainsi que de caractériser avec plus de précision ses effets électromagnétiques en provoquant l'amorçage de grandes étincelles.

Nous allons présenter tout d'abord, ce moyen d'étude de la foudre en décrivant le matériel utilisé lors des essais haute tension. Nous en profiterons pour souligner les avantages et les inconvénients de ce type d'essais. Ensuite, nous présenterons les mesures que nous avons réalisées d'une part dans le département d'électrotechnique de l'Ecole Centrale de Lyon (CEGELY) et d'autre part dans le hall d'essais très haute tension des laboratoires de Génie Electrique du centre de recherche EDF des Renardières.

III.1°) Comment utiliser les grandes étincelles de laboratoire pour simuler la foudre ? : [17, 18, 19, 20, 21, 22, 34, 35, 36, 37, 38]

III.1°.a) Présentation du matériel et du circuit d'essai :

Comme nous l'avons vu dans le chapitre I, il s'agit de simuler la première phase d'une décharge de foudre (c'est-à-dire le précurseur par bond et le premier arc-en-retour) en provoquant le claquage d'un intervalle d'air. Etant données les tensions nécessaires pour réaliser ce claquage (le champ disruptif de l'air est de l'ordre de 30 kiloVolts/centimètre), l'expérience se déroule au sein d'un laboratoire d'essais à haute tension spécialisé pour ce genre d'expérimentations. Le hall d'essais est composé en général d'une double cage de Faraday afin de protéger le plus efficacement possible l'environnement extérieur des perturbations électromagnétiques générées par les claquages. De même, le sol de ce hall est équipé d'un réseau de terre très soigné. Il s'agit d'un grillage métallique relié à la terre et de nombreux puits de terre sont répartis sur la surface pour fournir une prise de terre la plus proche possible des mesures réalisées dans le hall.

Pour provoquer le claquage d'un intervalle d'air, un générateur de tension et un diviseur de tension dont les dimensions sont fonctions de l'amplitude de la tension à appliquer à l'intervalle, sont utilisés. Le générateur produit des ondes de choc dont les temps de montée et de descente peuvent être réglés suivant les besoins grâce aux résistances et inductances internes. Il est constitué de plusieurs étages de condensateurs qui sont chargés en parallèle et qui se déchargent en série par l'intermédiaire d'éclateurs à sphères. L'onde de tension ainsi créée est d'abord "contrôlée" par le diviseur de tension qui assure sa mesure tout en faisant partie intégrante du circuit d'essais (ses caractéristiques électriques contribuent aussi à la forme de l'onde créée), puis appliquée à l'intervalle d'air étudié. Il existe plusieurs types d'intervalles dont on caractérise le claquage et les phénomènes associés. Parmi les intervalles de type plan/plan, pointe/plan et pointe/pointe, nous avons choisi l'intervalle composé d'une pointe

portée à une tension élevée et d'un plan relié à la masse. Nous considérons donc le circuit d'essais schématisé par la figure III.1.

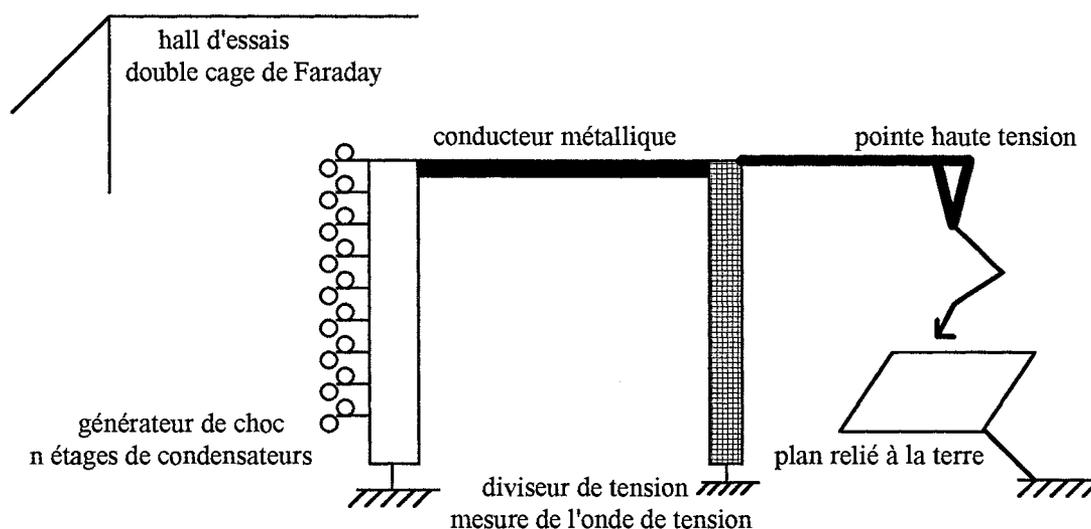


figure III.1 : schéma du circuit d'essais considéré

Le courant de claquage peut être mesuré en insérant un shunt, soit au niveau de la pointe, soit au niveau du plan. Et les mesures des effets du claquage peuvent se faire autour de l'étincelle suivant ce que l'on souhaite étudier. Bien entendu, comme dans le cas de la foudre déclenchée, il faut se protéger des perturbations électromagnétiques qui peuvent être induites sur les systèmes de mesure. Les mêmes réponses à ces contraintes sont utilisées (Cf Chapitre II). En particulier, il est nécessaire de peaufiner les liaisons à la terre à cause des problèmes de masse de référence et d'élévation de potentiel de terre, ainsi que de découpler l'alimentation du générateur haute tension de celle des appareils de mesure pour ne pas introduire de perturbations par l'intermédiaire des alimentations.

L'amplitude de la tension à appliquer pour provoquer le claquage de l'intervalle dépend de la forme d'onde de cette tension, des conditions de température, de pression et d'hygrométrie de l'air ambiant, et surtout de la longueur de l'intervalle. Cette dernière dépendance est la cause de l'existence d'une longueur maximale amorçable avec un générateur de puissance donnée, les dimensions du hall étant aussi, bien sûr, limitatives.

III.1°.b) Les intérêts de ce moyen d'étude :

Comparée à celle de la foudre déclenchée, la mise en oeuvre d'une expérimentation en laboratoire est largement plus aisée. Elle peut cependant être plus ou moins lourde suivant les dimensions de l'appareillage composant le circuit d'essai.

De plus, les systèmes de mesure utilisés peuvent être simplifiés par rapport à ceux retenus pour les expérimentations en foudre déclenchée. En effet, il n'est pas nécessaire de piloter à distance les mesures. Il est possible aussi d'ajuster les calibres et bases de temps très précisément au cours de l'expérimentation. Cela est dû au fait que les claquages d'intervalle peuvent être provoqués lorsqu'on le souhaite et aussi souvent qu'on le souhaite. Les claquages

ne présentent pourtant pas de caractère répétitif puisqu'à chaque amorçage le trajet du précurseur est différent. Les formes d'onde de tension et de courant de décharge sont donc différentes. Mais, cette possibilité de renouveler les amorçages à volonté offre une liberté et une flexibilité du moyen d'étude très appréciable pour affiner les mesures.

Ensuite, un avantage notable de ces mesures en laboratoire est constitué par la possibilité de mesurer le courant de décharge au niveau de la pointe haute tension. Cela permet ainsi une étude beaucoup plus précise du précurseur par bonds. En effet, dans le cas de la foudre déclenchée, la phase du précurseur par bonds est totalement masquée par le fil déroulé par la fusée. Celui-ci initie la décharge ascendante qui rejoint le précurseur par bond. De plus, le shunt de mesure du courant étant situé au niveau du sol, le courant qui s'écoule dans le canal du précurseur avant la jonction avec le fil n'est pas mesurable. Dans le cas de l'étincelle de laboratoire, tout le courant qui traverse la pointe haute tension est mesuré donc en particulier le courant des bonds du précurseur. Ainsi, des informations précises sur ces bonds sont accessibles et peuvent être corrélées avec les observations optiques.

Enfin, l'avantage des mesures en laboratoire quelles qu'elles soient est que l'expérimentateur est maître de l'observation : il ne doit pas subir des contraintes climatiques ou autres qui soient incontournables. Ainsi, si une mesure est imparfaite ou incomplète, il est possible d'y remédier en la renouvelant à volonté. De plus, les paramètres de longueur d'étincelle, de distance, de tension appliquée, peuvent être modifiés séparément. Une étude plus précise est ainsi réalisable.

Il existe cependant quelques inconvénients à ce type d'étude qui rendent nécessaires les études en foudre déclenchée. Nous allons les présenter dans le paragraphe suivant.

III.1°.c) Les limites de la simulation de la foudre en laboratoire :

Nous avons déjà défini les limites de l'analogie entre la foudre et les grandes étincelles au cours du chapitre I. Mais, il est souhaitable de les rappeler.

Tout d'abord, la simulation ne porte que sur la première phase du coup de foudre. Ainsi, nous ne pourrions étudier les conséquences de la superposition des perturbations induites successivement par chaque arc-en-retour subséquent et qui peuvent perdurer plus longtemps dans certains systèmes, que l'arc en lui-même.

Ensuite, il ne faut pas oublier le facteur d'échelle dont il est difficile de s'affranchir.

L'effet des éléments électriques résistifs, inductifs et capacitifs du circuit d'essai n'est pas négligeable non plus. Même si ces éléments nous servent à moduler la forme d'onde de tension, leur influence sur la forme d'onde du courant est quelque peu gênante dans la mesure où ce courant est différent de celui de la décharge de foudre réelle.

Une autre différence par rapport au phénomène réel se situe au niveau du champ électromagnétique rayonné. Si le hall d'essais n'est pas équipé de cônes d'absorption, des

réflexions multiples se produisent sur les parois du hall. Un champ stationnaire s'établit qui modifie le champ électromagnétique en se superposant avec le champ primaire créé par l'étincelle par elle-même.

Enfin, même s'il est possible de provoquer le claquage de l'intervalle d'air étudié aussi souvent qu'on le souhaite, il ne faut pas confondre cela avec un caractère répétitif parfait du phénomène physique. Chaque claquage est différent de celui qui précède ou de celui qui suit.

Pour conclure cette présentation, nous dirons que l'étude en laboratoire est un moyen flexible de caractériser la décharge de foudre qui permet d'obtenir des résultats intéressants qui peuvent être extrapolés au phénomène réel à condition de ne pas oublier toutes les limitations décrites et d'en tenir compte pour l'interprétation.

Nous allons maintenant présenter les mesures que nous avons réalisées dans le hall haute tension du CEGELY.

III.2°) Mesures réalisées au CEGELY : [36, 37]

Le CEGELY est équipé d'une tour haute tension formée d'une double cage de Faraday de 12 mètres de longueur, de largeur et de hauteur. Le matériel utilisé est composé d'un générateur de choc de 1 MégaVolt/50 kiloJoules et d'un diviseur de tension. Le générateur est constitué de dix étages de condensateurs. L'onde de tension créée par le générateur atteint le diviseur à l'aide d'une tresse métallique et le charge. Le sommet du diviseur est relié à une pointe surplombant une plaque de cuivre liée à la masse commune de tous les appareils situés dans la tour. Le shunt de mesure du courant de décharge est intercalé entre le plan de cuivre et le puits de terre le plus proche.

III.2°.a) Présentation des mesures :

Le matériel à notre disposition est le suivant : une chaîne de mesure Mélopée de THOMSON, une antenne verticale (ELECTRO-METRICS RVR-25M), une antenne cadre (ELECTRO-METRICS ALR-25M), un shunt de résistance 1,986 milliOhm, un oscilloscope LECROY 9450. Les évolutions en fonction de la fréquence du facteur d'antenne des antennes verticale et cadre sont présentées en annexe III.1.

Les mesures se sont articulées selon les objectifs suivants: étude de l'influence de la longueur de l'arc, de la présence des parois, de la distance à l'arc sur le rayonnement électromagnétique et comparaison entre la chaîne Mélopée et les antennes verticale et cadre. Ceci a été réalisé en polarité positive et en polarité négative. La charge du générateur était alors de 600 kiloVolts ou de -700 kiloVolts. D'autre part, une décharge électrique n'étant jamais reproductible exactement, la mesure du courant de l'arc a été réalisée pour chaque claquage.

La procédure d'essai suivie pour réaliser ces mesures est alors la suivante : comme l'oscilloscope n'a que deux voies de mesure, à chaque claquage de l'intervalle d'air, nous réalisons une mesure de courant et une mesure de champ. Le transfert des signaux entre les capteurs se fait soit à l'aide de câbles blindés pour les mesures de courant et de champ avec les antennes fouet et cadre, soit à l'aide de fibre optique en ce qui concerne la chaîne Mélopée. La figure III.2 présente le schéma synoptique de cette expérimentation (page suivante).

Pour la première série de mesures réalisée dans le but de déterminer l'influence de la longueur de l'arc électrique sur le rayonnement, le capteur de champ est à une distance fixe de l'arc et nous faisons varier la longueur de l'intervalle entre la pointe et la plaque. La seconde série de mesures doit préciser l'influence de la présence des parois de la cage. Pour cela, nous déplaçons le capteur de champ sur un arc de cercle de centre l'arc électrique et de rayon constant.

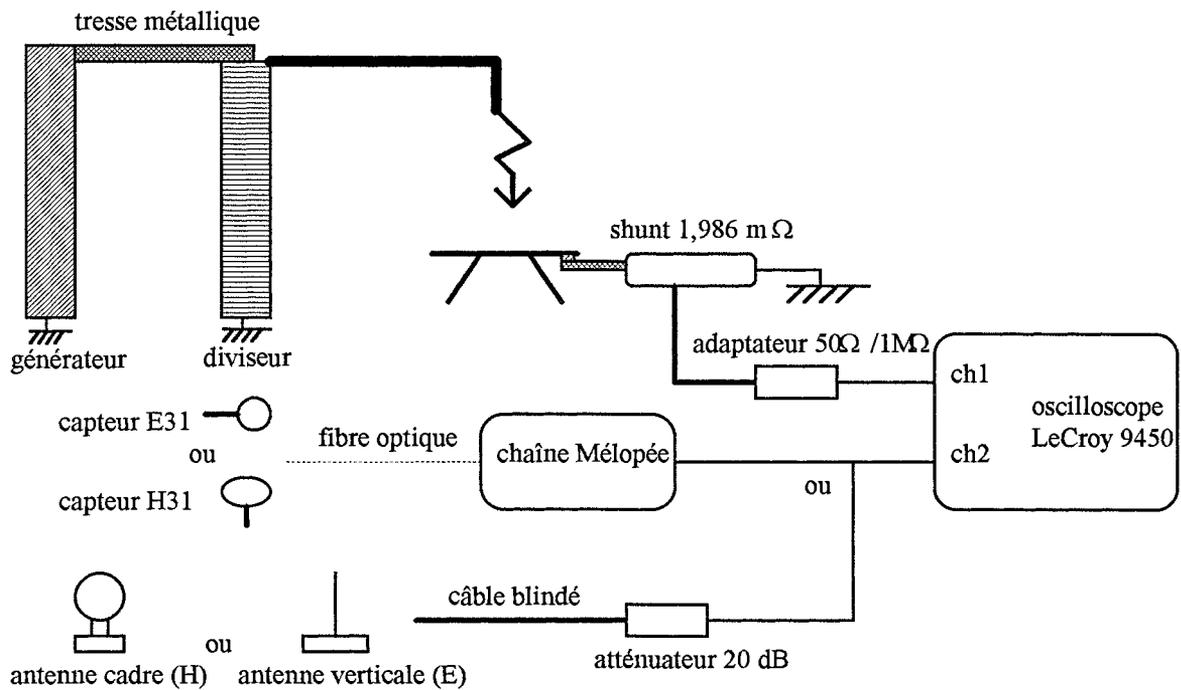


figure III.2 : schéma synoptique de l'expérimentation

Pour définir l'influence de la distance à l'arc, nous déplaçons le capteur de champ sur une droite perpendiculaire à une paroi. La distance à l'arc ne sera donc pas seule à prendre en compte puisque la distance aux parois varie aussi.

La comparaison entre la chaîne Mélopée et les antennes se fait suivant le schéma de mesure précédent (nous effectuons les mesures aux mêmes points).

La figure III.3 présente la localisation des divers éléments de l'expérimentation.

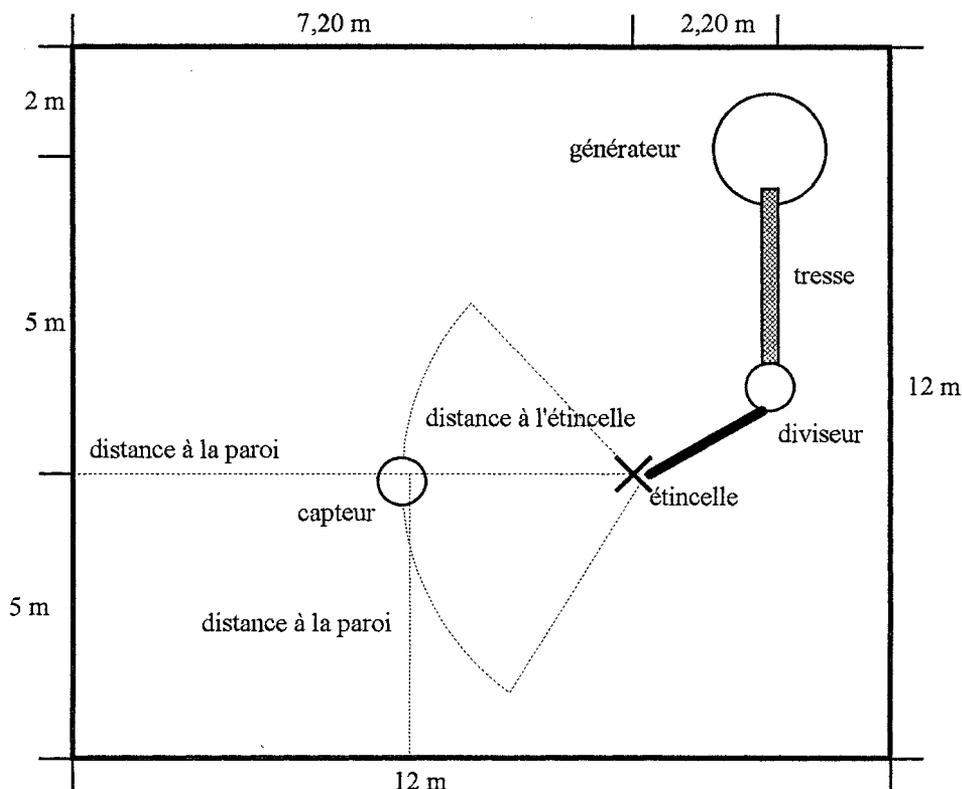


figure III.3 : localisation des éléments de l'expérimentation (vue de dessus du hall)

III.2°.b) Influence de la longueur de l'arc :

Le capteur de champ était placé à 4,20 mètres de l'arc pour l'essai en polarité positive et à 2 mètres pour l'essai en polarité négative. La mesure du champ magnétique a été réalisée pour les intervalles pointe/plaque de longueur 50, 70 et 90 centimètres à l'aide de la chaîne Mélopée. Les résultats obtenus sont consignés dans le tableau suivant (tableau III.1).

conditions de l'essai	longueur de l'arc en cm	valeur crête du champ	
		H en A/m	B en μ T
polarité positive (600 kV) distance capteur/arc de 3 m	50	27,9	35,1
	70	27,9	35,1
	90	27,9	35,1
polarité négative (-700 kV) distance capteur/arc de 5,20 m	50	17,7	22,2
	70	17,7	22,2
	90	17,7	22,2

tableau III.1 : résultats de l'influence de la longueur de l'étincelle

Il semble donc que, pour des longueurs d'arc variant entre 50 et 90 centimètres, le rayonnement électromagnétique ne soit pas sensible à la longueur de l'arc. Ceci est dû au fait que le rayonnement prépondérant est celui de la boucle formée par le diviseur, l'arc et le sol. La longueur de l'arc électrique n'est pas assez grande pour produire un rayonnement issu du claquage de l'intervalle et le champ mesuré concerne le rayonnement de la boucle traversée par le courant de décharge. Ceci est d'autant plus fondé que ce rayonnement est de type magnétique et que nous nous sommes intéressés au champ magnétique.

III.2°.c) Influence de la présence des parois :

La distance entre le capteur et l'arc électrique étant fixée, nous mesurons, à l'aide de la chaîne Mélopée, le champ rayonné pour diverses valeurs de la distance entre le capteur et la paroi la plus proche. Cet essai a été réalisé en polarité positive et pour une longueur d'arc égale à 80 centimètres. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau ci-après (tableau III.2 page suivante).

Ces mesures montrent que le champ électromagnétique est atténué au voisinage des parois de la cage de Faraday. Ceci peut s'expliquer par la raison suivante. Les parois du hall d'essais sont reliées électriquement à la terre de l'ensemble du dispositif. Le champ stationnaire qui s'établit dans ce hall à cause des réflexions diverses sur les parois, a donc la propriété de présenter un noeud d'amplitude à la surface de ces parois. Le champ total dû à la superposition du champ incident créé par le claquage et du champ stationnaire sera donc affaibli au niveau des parois.

conditions d'essai	distance capteur- paroi en m	valeur crête du champ	
		H en A/m	B en μ T
distance capteur/arc de 3,80 m	5,10	47,1	59,2
	4,50	26,5	33,3
	3,50	23,0	28,9
	1,70	17,6	22,2
distance capteur/arc de 4 m	4,50	E en kV/m	
	3,20	25,3	
	3,00	16,9	
	3,00*	15,4	
		11,3	

* la paroi la plus proche était à 3 mètres, mais le capteur n'était pas à la même place que pour la mesure précédente.

tableau III.2 : résultats de l'influence des parois

III.2°.d) Influence de la distance entre capteur et arc électrique :

Nous déplaçons le capteur de champ sur la droite perpendiculaire à la paroi de la cage passant par le capteur et nous mesurons pour chaque position le champ magnétique et électrique à l'aide de la chaîne Mélopée. La longueur de l'arc électrique est fixée à 80 centimètres. Le tableau qui suit (tableau III.3), donne les résultats obtenus à la page suivante.

Nous trouvons une décroissance du champ magnétique inversement proportionnelle à la distance à l'arc et une décroissance linéaire pour le champ électrique ce qui est tout à fait impossible. Il est alors intéressant de vérifier la validité de l'ordre de grandeur du champ magnétique à l'aide du théorème d'Ampère. On a en première approximation :

$$H = I / 2 \pi r$$

avec $B = \mu_0 H$

r : distance à l'arc

Nous obtenons le tableau de valeurs suivant (tableau III.4, page suivante) en calculant le champ magnétique rayonné par le passage du courant de valeur 1,35 kiloAmpères dans un conducteur vertical simulant l'étincelle. La valeur prise en compte pour le courant est la valeur moyenne du courant crête obtenu lors du claquage de l'intervalle en polarité positive à 600 kiloVolts de charge du générateur.

conditions de l'essai	distance capteur/arc en m	valeur maximale		
		H en A/m	B en μ T	E en kV/m
polarité positive charge à 600 kV	1,70	83,8	105,3	-
	2,20	55,9	70,2	-
	3,20	31,4	39,5	-
	3,70	26,5	33,3	-
	4,20	21,2	26,6	-
	4,70	13,9	17,5	14,2
	5,20	11,9	15,0	7,5
	6,20	9,9	12,5	5,1
	6,70	-	-	1,5
polarité négative charge à -700 kV	2,20	78,2	98,3	-
	3,20	44,0	55,2	20,0
	4,20	24,7	31,1	13,4
	5,20	18,5	23,3	8,7
	6,20	15,0	18,9	4,1
	6,70	12,9	16,2	1,7

tableau III.3 : résultats de l'influence de la distance capteur/arc

r en m	H en A/m	B en μ T
1,7	126,4	158,8
2,2	97,7	122,8
3,2	67,1	84,3
3,7	58,1	73,0
4,2	51,2	64,3
4,7	45,7	57,4
5,2	41,3	51,9
6,2	34,7	43,6

tableau III.4 : ordres de grandeur du champ magnétique obtenus à partir de la loi d'Ampère

La comparaison de ces valeurs avec celles obtenues par la mesure conduit à l'observation de différences variant entre 34 et 71 %. L'explication donnée lors du paragraphe précédent reste toujours valable (nous sommes en présence de diffractions destructives). Cependant, il serait souhaitable de trouver une raison supplémentaire à de telles différences. Or, la notice d'utilisation des capteurs Mélopée met en garde l'utilisateur contre l'influence non négligeable

de masses métalliques qui seraient placées dans l'environnement proche des capteurs. Cette erreur due au capteur pourrait donc expliquer la valeur importante des différences obtenues entre le calcul approché et les mesures. En effet, même si le calcul s'appuie sur de nombreuses approximations (canal de décharge rectiligne, vertical et infini, domaine de la magnétodynamique, ..., Cf chapitre II), nous avons obtenu des ordres de grandeur tout à fait valables lors de l'exploitation réalisée sur les mesures de foudre déclenchée (Cf paragraphe II.5°). Une erreur cumulée due à l'effet des réflexions des parois et de la sensibilité des capteurs par rapport aux masses métalliques serait donc rassurante. La série de mesures suivante va pouvoir nous éclairer sur l'influence réelle des masses métalliques sur les capteurs Mélopée.

III.2°.e) Influence de la sensibilité des capteurs par rapport à leur environnement :

Nous réalisons des mesures avec la chaîne Mélopée et les antennes verticale et cadre en divers points de la cage, la longueur de l'arc étant de 80 centimètres, en polarité positive et négative (tableau III.5).

conditions d'essais	distance arc-capteur en m	chaîne Mélopée H31-E31			antenne cadre		antenne verticale
		H (A/m)	B (μ T)	E kV/m	H A/m	B (μ T)	E (kV/m)
polarité positive charge à 600 kV	2,2	55,9	70,2	-	53,6	67,4	-
	3,2	31,4	39,5	-	31,5	39,6	-
	4,2	21,2	26,6	-	24,6	30,9	-
	5,2	11,9	15,0	7,5	11,4	14,3	7,4
	6,2	9,9	12,5	5,1	-	-	5,6
	6,7	-	-	1,5	-	-	3,5
polarité négative charge à -700 kV	2,2	78,2	98,3	-	78,7	98,9	-
	3,2	44,0	55,2	20,0	47,8	60,1	-
	4,2	24,7	31,1	13,4	28,3	35,6	-
	5,2	18,5	23,3	8,7	18,9	23,7	8,4
	6,2	15,0	18,9	4,1	17,6	22,1	5,6
	6,7	12,9	16,2	1,7	13,2	16,6	4,2

tableau III.5 : résultats de l'influence de la sensibilité des capteurs par rapport à leur environnement

Les résultats obtenus à l'aide de ces deux types de capteurs sont cohérents entre eux sauf lorsque le capteur est proche de la paroi. Ceci concerne les valeurs maximales des champs mesurés. Pour ce qui est des formes de l'onde électromagnétique, elles sont assez différentes les unes des autres puisque la bande passante est large pour la chaîne Mélopée (2 kiloHertz -

150 MégaHertz) et étroite pour les antennes (10-35 kiloHertz ou 0,5-1,1 MégaHertz). Nous retrouvons quand même des oscillations identiques pour les fréquences identiques. Ces mesures prouvent donc la sensibilité des capteurs Mélopée par rapport aux masses métalliques. Les valeurs de champ qu'ils fournissent sont d'autant plus erronées qu'ils se situent près des parois. Leur utilisation doit tenir compte de cette sensibilité qui les rend tout à fait inefficaces dans ces conditions. Par contre, les mesures réalisées en espace libre sont valables et les valeurs obtenues lors de la campagne de foudre déclenchée peuvent être utilisées sans crainte d'erreurs dues à ce problème.

III.2°.f) Remarques générales :

Les enregistrements réalisés lors de cette étude dans le hall haute tension du CEGELY sont présentés en annexe III.2.

Tout d'abord, la première chose que nous pouvons remarquer en regardant les tracés obtenus est le rayonnement créé par la décharge du générateur dans le diviseur de tension qui a lieu quelques microsecondes avant l'amorçage. Lorsque l'arc se produit, le champ n'est pas tout à fait revenu à zéro dans la cage. Des interférences avec le rayonnement de l'arc risquent donc d'exister. Ce rayonnement est dû à la boucle formée par le générateur, le diviseur et le sol. Lors de la décharge du générateur, le courant qui parcourt cette boucle produit un champ magnétique non négligeable et très visible sur les enregistrements. Ce champ perturbateur est aussi un inconvénient et une différence avec la foudre naturelle de la simulation en laboratoire. De plus, il est difficile de se soustraire à ce champ.

En considérant les courbes de champ magnétique, nous constatons que la forme de l'onde suit celle du courant de l'arc. Comme l'indique la loi d'Ampère, le champ magnétique est proportionnel au courant. Quelques parasites de mesure sont parfois visibles sur les enregistrements. En ce qui concerne la valeur du champ magnétique par rapport à celle du courant de décharge, nous avons vu au paragraphe III.2°a) que la loi d'Ampère n'est pas vraiment respectée. Mis à part le problème de l'incompatibilité des capteurs Mélopée avec les masses métalliques c'est-à-dire les parois, la différence minimale est quand même de 34% loin des parois. Lors de la campagne de foudre déclenchée, nous avons obtenu des valeurs par la mesure et par la loi d'Ampère beaucoup plus proches (4% de différence pour le tir 9113, Cf paragraphe II.5°.a). Ceci prouve l'influence non négligeable des réflexions sur les parois du hall d'essai.

L'onde de champ électrique est quant à elle une image de la tension existant entre la pointe et la masse. Nous observons bien la montée en potentiel de la pointe puis le claquage de l'intervalle pour les enregistrements réalisés avec le capteur Mélopée. Des parasites importants se superposent à ce claquage mais il est possible de distinguer la forme globale de l'onde et nous notons une certaine similitude avec l'onde de courant de décharge. Cette observation est confirmée par les enregistrements réalisés à l'aide de l'antenne verticale. La montée en potentiel est invisible puisque la borne inférieure de la bande passante est au moins de 10 kiloHertz

(gamme la plus basse). La deuxième partie de l'enregistrement (après le claquage) représente une image du courant de décharge. Si nous considérons les trois composantes du champ électrique obtenues à partir des équations de Maxwell, cette forme correspond à la composante

induite en $\frac{I}{r^2}$, r étant la distance à l'étincelle. La composante rayonnée en $\frac{1}{r} \frac{dI}{dt}$ serait donc

encore négligeable et la composante électrostatique en $\int Idt/r^3$ serait hors bande passante pour l'antenne verticale.

Si nous considérons la forme de l'onde de courant de l'arc, nous notons la présence d'oscillations sinusoïdales amorties superposées à la forme biexponentielle 8-20 microsecondes. Ces oscillations sont dues aux capacités et résistances composant le générateur et formant un circuit résonnant.

Enfin, du point de vue quantitatif, nous remarquons que les niveaux de champs électrique et magnétique sont du même ordre que ceux mesurés à Saint Privat D'Allier en foudre déclenchée. En effet, l'induction magnétique mesurée à 50 mètres lors de la décharge de foudre déclenchée par le tir 9119 est de 28 microTeslas en valeur maximale et l'induction magnétique produite à 4,20 mètres d'un arc électrique dans le hall haute tension est de 31,1 microTeslas en valeur maximale. De même, le champ électrique était en valeur maximale de 18,8 kiloVolts/mètre à 50 mètres de la décharge déclenchée et dans le hall haute tension du CEGELY, il atteint 13,4 kiloVolts/mètre à 4,20 mètres de l'étincelle. De plus, il est facile d'ajuster le niveau du champ désiré soit avec la charge du générateur soit avec la distance à l'arc électrique. L'essai de matériel dans le hall haute tension du CEGELY consiste donc en une bonne mise à l'épreuve des divers équipements par rapport aux perturbations engendrées par la foudre.

III.3°) mesures réalisées dans le hall d'essais très haute tension du centre EDF des Renardières : [34, 35, 38]

Les Laboratoires de Génie Electrique du Centre de Recherches E.D.F. des Renardières s'intéressent depuis de nombreuses années à la phénoménologie des grandes étincelles créées en laboratoire. Pour cela, de nombreuses mesures des phénomènes produits ou à la base de la décharge ont été réalisées. Ainsi, en 1983, une campagne de mesures optiques et strioscopiques s'est déroulée en collaboration avec l'université de Pau afin de visualiser le diamètre du canal du leader dans le cas d'une décharge en polarité positive. Dans le but de compléter l'étude, les L.G.E. organisaient une nouvelle série de mesures mais cette fois-ci en polarité négative. D'autre part, la création de grandes étincelles de 17 mètres a permis de poursuivre les investigations sur les champs haute fréquence d'autant plus que cette longueur d'intervalle favorise la propagation discontinue du leader négatif.

Le CEGELY s'étant associé aux L.G.E. dans le cadre d'un contrat portant sur l'étude de la foudre, nous avons participé à cette campagne de mesures. Notre objectif était la mesure du champ électromagnétique rayonné par la décharge et par les précurseurs ainsi que du couplage sur un câble.

III.3°.a) Présentation des mesures :

Le hall haute tension des LGE est une double cage de Faraday de 65 x 65 mètres-carré de base et de 45 mètres de hauteur. Le matériel utilisé pour cette série de mesures est le suivant: un générateur de choc de 6 MégaVolts et 30 étages, une capacité de front utilisée en diviseur de tension, une pointe et des éléments de connexion creux et de forme cylindrique, conique ou sphérique. La pointe est placée de façon à ce que son extrémité soit à 16,71 mètres du sol. Il est intéressant de souligner que pour limiter les problèmes de réflexion sur les parois, l'ensemble doit être situé au centre du hall. La figure III.4 présente le plan du hall d'essais et la figure III.5 une vue du montage (pages suivantes).

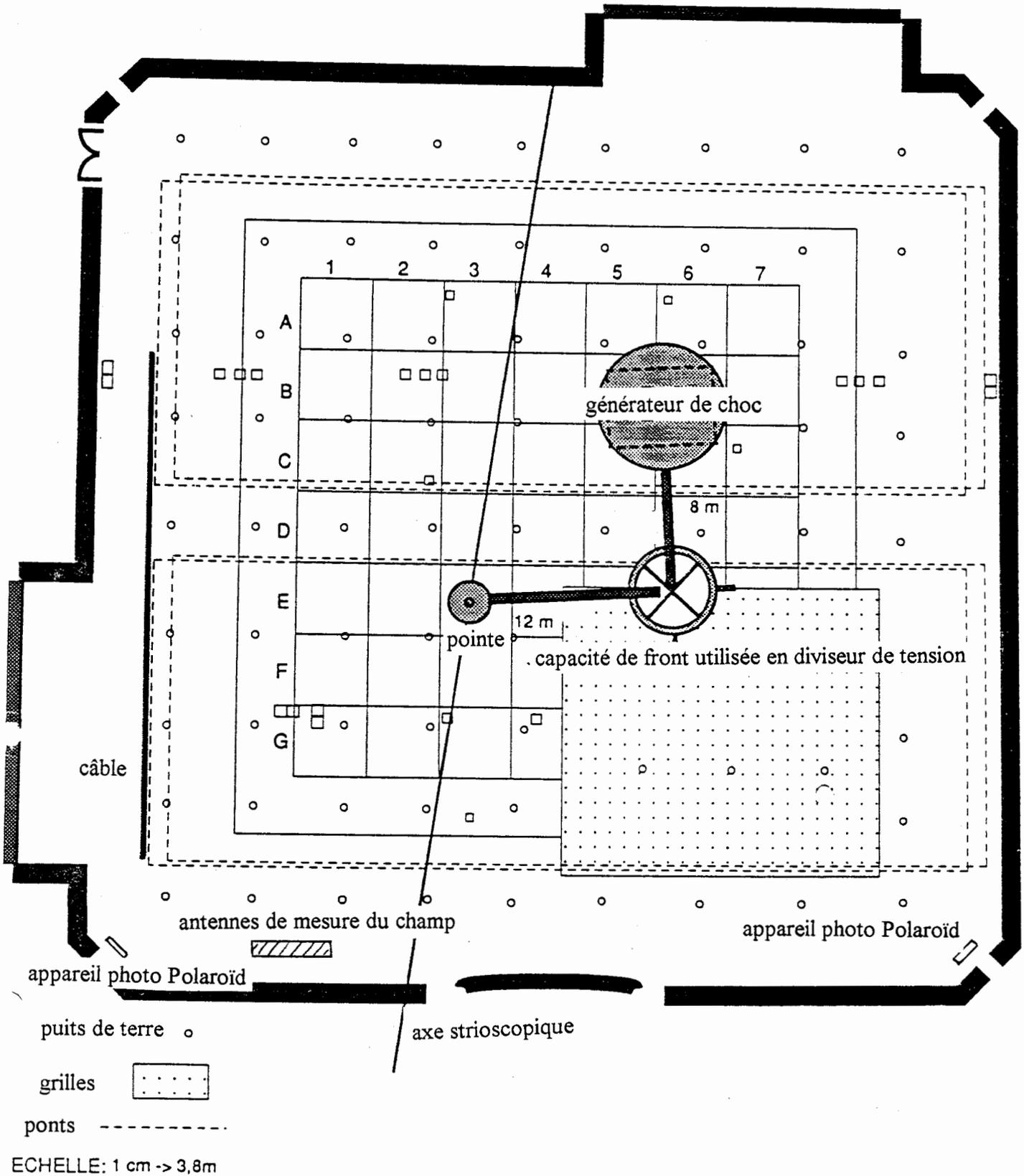


figure III.4 : plan du hall très haute tension des Renardières

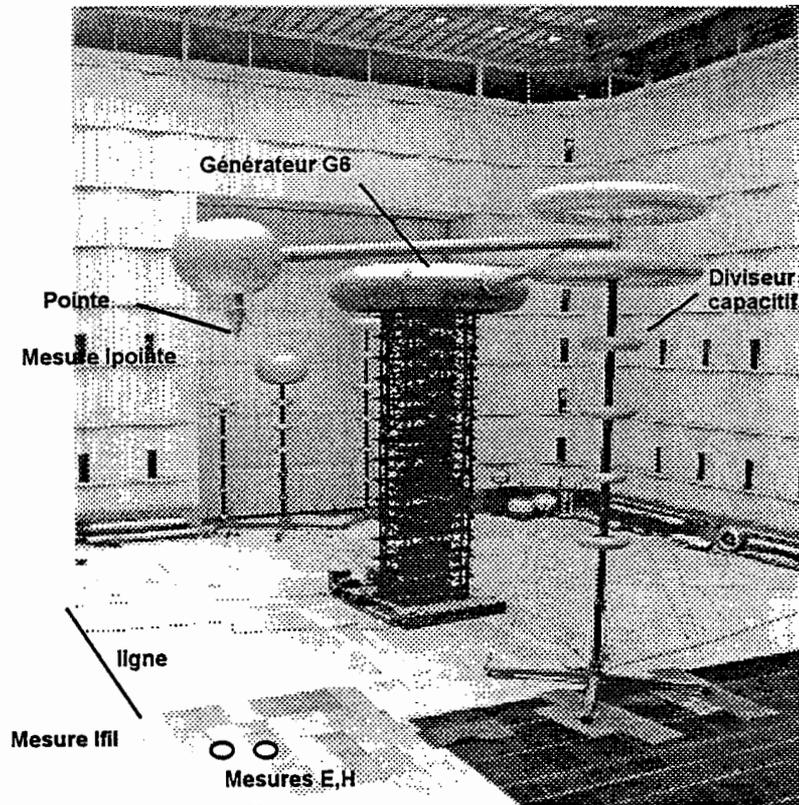


figure III.5 : vue du montage utilisé

Le matériel utilisé pour la mesure du courant de pointe est composé d'un shunt coaxial de 17,4 milliOhms situé au niveau de la pointe et relié au capteur de tension V10 d'une chaîne Mélopée. Le capteur et son transcodeur sont placés dans le tambour au dessus de la pointe afin de limiter le plus possible les longueurs de câble de transmission soumis aux perturbations électromagnétiques et derrière la trappe pour faciliter le remplacement des batteries nécessaires au fonctionnement de l'ensemble. La figure III.6 présente l'ensemble de ces éléments. Le signal est ensuite acheminé par fibre optique jusqu'à la salle de commande où se trouve le tiroir récepteur.

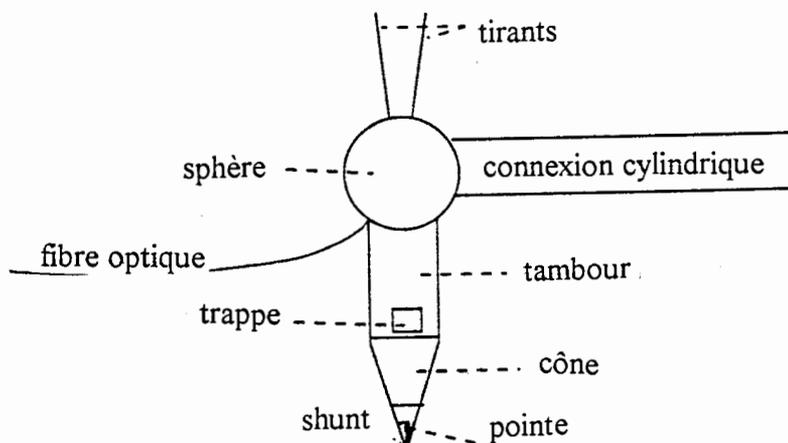


figure III.6 : instrumentation de la pointe

La mesure de la tension appliquée est quant à elle réalisée à l'aide du pont capacitif constitué par la capacité de front utilisée en diviseur de tension.

En ce qui concerne les mesures optiques, deux photomultiplicateurs traduisent le niveau de lumière émise, l'un dans l'infrarouge, l'autre dans l'ultraviolet. L'acquisition des signaux obtenus lors des quatre mesures décrites précédemment (I_{pointe} , $U_{\text{appliquée}}$, L_{IR} et L_{UV}) se fait à l'aide de deux numériseurs TEKTRONIX RTD 710. Les autres mesures optiques que nous n'utiliserons pas ici, ont pour objet les points suivants : enregistrement de la décharge sur une caméra à défilement grâce à un convertisseur d'images THOMSON TSN 506 avec un objectif de 50 millimètres; détermination du trajet des décharges grâce à deux appareils Polaroid en pose et placés à 90 degrés; observation du diamètre du canal de décharge grâce à un banc de strioscopie dont le principe est basé sur la variation d'indice de réfraction de l'air créée par l'élévation de température due au passage du courant.

Les mesures de champ reposent sur deux capteurs Mélopée de THOMSON de champs électrique E30 et magnétique H31, une antenne log-spirale de chez ELEXIENCE, un oscilloscope analogique TEKTRONIX 7104 (bande passante s'étendant de 400 Hertz à 1 GigaHertz), un oscilloscope numérique LECROY 9450 (échantillonnage à 400 MégaHertz, fréquence de coupure haute de 350 MégaHertz), un numériseur d'image par caméra CCD associé à un ordinateur GOUPIL G5 pour la sauvegarde des signaux obtenus avec l'oscilloscope analogique. Le capteur de champ électrique Mélopée E30 est un capteur actif d'espace libre, de bande passante s'étendant entre 1 kiloHertz et 150 MégaHertz, de géométrie sphérique de diamètre 122 millimètres. La description du capteur de champ magnétique Mélopée H31 ainsi que de la chaîne de transmission complète a déjà été faite au chapitre II - paragraphe 4°.c). La fréquence de coupure basse de cette chaîne de mesure étant assez faible, le champ électrostatique ou quasi-statique peut être mesuré et masquer le champ rayonné de plus haute fréquence. Or, nous nous intéressons plus particulièrement au rayonnement haute fréquence produit par le claquage. Une modification du capteur de champ électrique E30 a donc été réalisée par l'équipe des LGE des Renardières. Il s'agit de placer deux résistances de 100 Ohms en parallèle au niveau du capteur capacitif de façon à augmenter sa fréquence de coupure basse. Il est alors nécessaire de réaliser un étalonnage du capteur modifié pour en connaître précisément la réponse. Les caractéristiques de l'antenne log-spirale sont une bande passante à -3 déciBels qui s'étend entre 200 MégaHertz et 1 GigaHertz, une impédance d'entrée de 50 Ohms, une sensibilité équivalente pour les polarisations horizontale et verticale et une évolution du facteur de correction de l'antenne en fonction de la fréquence présentée en annexe III.3.

III.3°.b) Mesure du courant et de la tension de décharge :

Les figures III.7 et III.8 illustrent les formes d'onde de tension du générateur de choc et de courant de pointe lors du même claquage. Il est possible de visualiser sur ces enregistrements les diverses phases du claquage. Ainsi, la décharge du générateur dans la capacité de front est bien visible sur les deux courbes. Ensuite, l'évolution de la tension de pointe permet de suivre la montée en potentiel de l'intervalle jusqu'au claquage. Les bonds du

précurseur sont caractérisés par des décrochements sur l'enregistrement de tension et par des impulsions du courant de pointe. Six bonds sont ainsi repérables. Enfin, le claquage provoque une annulation brutale après quelques oscillations de la tension de pointe et une impulsion bipolaire importante suivie d'une décroissance exponentielle du courant de pointe : c'est l'arc-en-retour. La sensibilité du capteur de courant ayant été choisie pour observer le courant des bonds du précurseur, l'arc-en-retour provoque une saturation de la voie de mesure.

Les différences notables entre les évolutions temporelles que nous avons mesurées en laboratoire et celles qui existent en foudre naturelle se situent au niveau de la décharge du générateur dans la capacité de front et au niveau des oscillations observées sur l'enregistrement de tension mais aussi sur celui du courant lors de l'arc-en-retour. La décharge du générateur produit un train d'impulsions haute fréquence dont le niveau ne conduit pas à des perturbations trop gênantes sur les enregistrements de tension et de courant. Par contre les oscillations pseudo-sinusoidales observées lors de l'arc-en-retour modifie la forme d'onde des signaux qui deviennent caractéristiques d'un claquage en laboratoire. Elles sont dues à la résonance du circuit de décharge qui est composé d'éléments résistifs, inductifs et capacitifs nécessaires et dont il est difficile de s'affranchir.

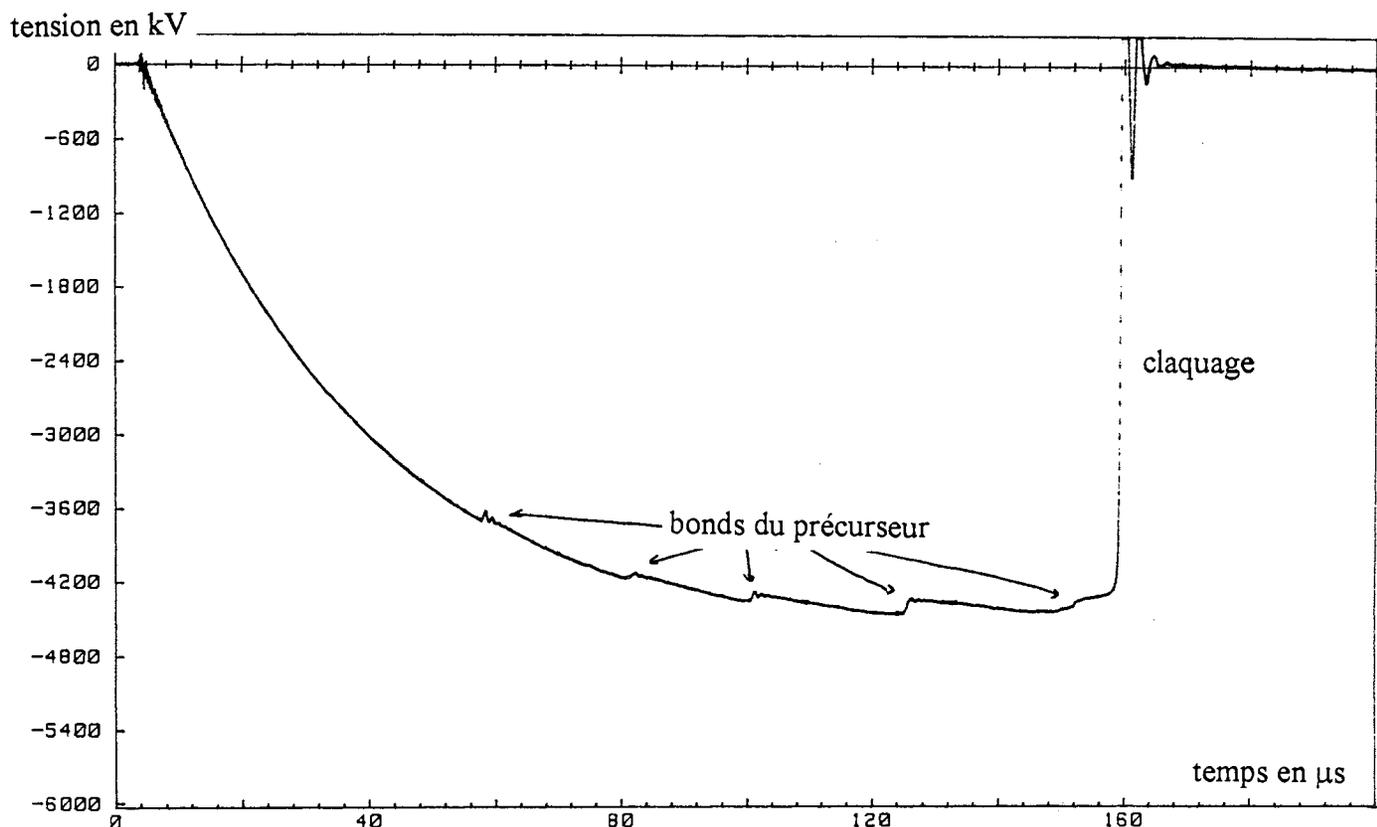


figure III.7 : évolution temporelle de la tension de pointe (claquage 1213)

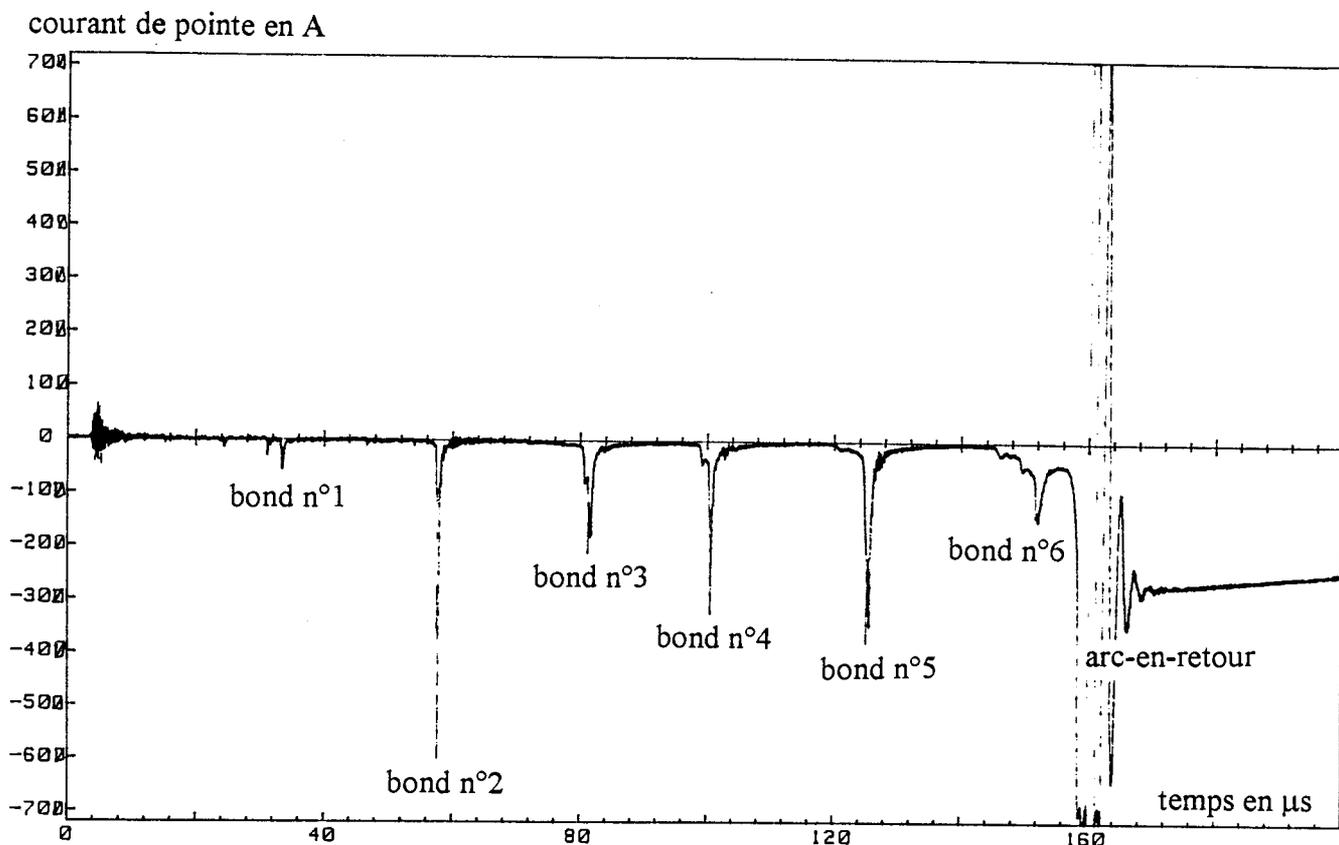


figure III.8 : évolution temporelle du courant de pointe (claquage 1213)

III.3°.c) Mesure du champ électromagnétique rayonné :

III.3°.c.1) Organisation des mesures :

Le but de la campagne de mesure était de caractériser le rayonnement haute fréquence des réilluminations produites par la progression du précurseur. Des mesures antérieures avaient montré la présence d'une composante importante du rayonnement à 20 MégaHertz. Cependant, aucune explication n'a été encore trouvée pour justifier cette fréquence. Elle ne correspond pas, en effet, aux réflexions sur les parois du hall puisque la longueur d'onde associée est de 15 mètres. Donc, afin de découvrir d'autres composantes haute fréquence, un filtre passe-haut de fréquence de coupure 100 MégaHertz a été utilisé. Sa structure et sa fonction de transfert sont présentées en annexe III.4. Une fois le signal filtré, il faut réaliser l'acquisition à l'aide d'un oscilloscope ou d'un numériseur dont la fréquence d'échantillonnage est compatible avec la fréquence du signal. Des deux oscilloscopes et deux numériseurs à notre disposition, seul le TEKTRONIX 7104 convenait. Malheureusement, cet oscilloscope n'est pas à mémoire et il nous a fallu, dans un premier temps, prendre des clichés Polaroid de son écran puis utiliser ensuite la caméra CCD pour numériser les images de l'écran.

Nous nous sommes heurtés aussi au problème du déclenchement de l'acquisition. En effet, le rayonnement d'une grande étincelle en laboratoire est composé de plusieurs phases : la première correspond à la décharge du générateur dans le diviseur de tension, la seconde aux

différents bonds du précurseur et enfin la dernière à l'arc en retour. Il ne faut donc pas déclencher l'acquisition sur le premier rayonnement mais sur les suivants. Or, comme nous allons le voir, le niveau du champ émis par les bonds est plus faible en amplitude que celui émis par le générateur. Il est de ce fait impossible de déclencher sur le niveau du signal. Nous avons donc utilisé plusieurs configurations de mesure différentes.

III.3°.c.2) Première configuration de mesure :

Le but recherché lors de cette première série de mesures était de déterminer la forme générale des champs électromagnétiques rayonnés par le claquage avant de s'attaquer au rayonnement haute fréquence. Nous avons donc réalisé des enregistrements simultanés du champ électrique ou magnétique et du rayonnement optique ultraviolet à l'aide de l'oscilloscope LECROY.

Des exemples des champs électriques mesurés sont donnés par les figures III.9 et III.10. L'acquisition de ces signaux a été réalisée avec un déclenchement en niveau sur la tension fournie par le photomultiplicateur ultraviolet. Le champ électrique était mesuré par le capteur Mélépée E30 pour la figure III.9 et E30 modifié pour la figure III.10.

30-Jan-91
15:44:48

LeCroy

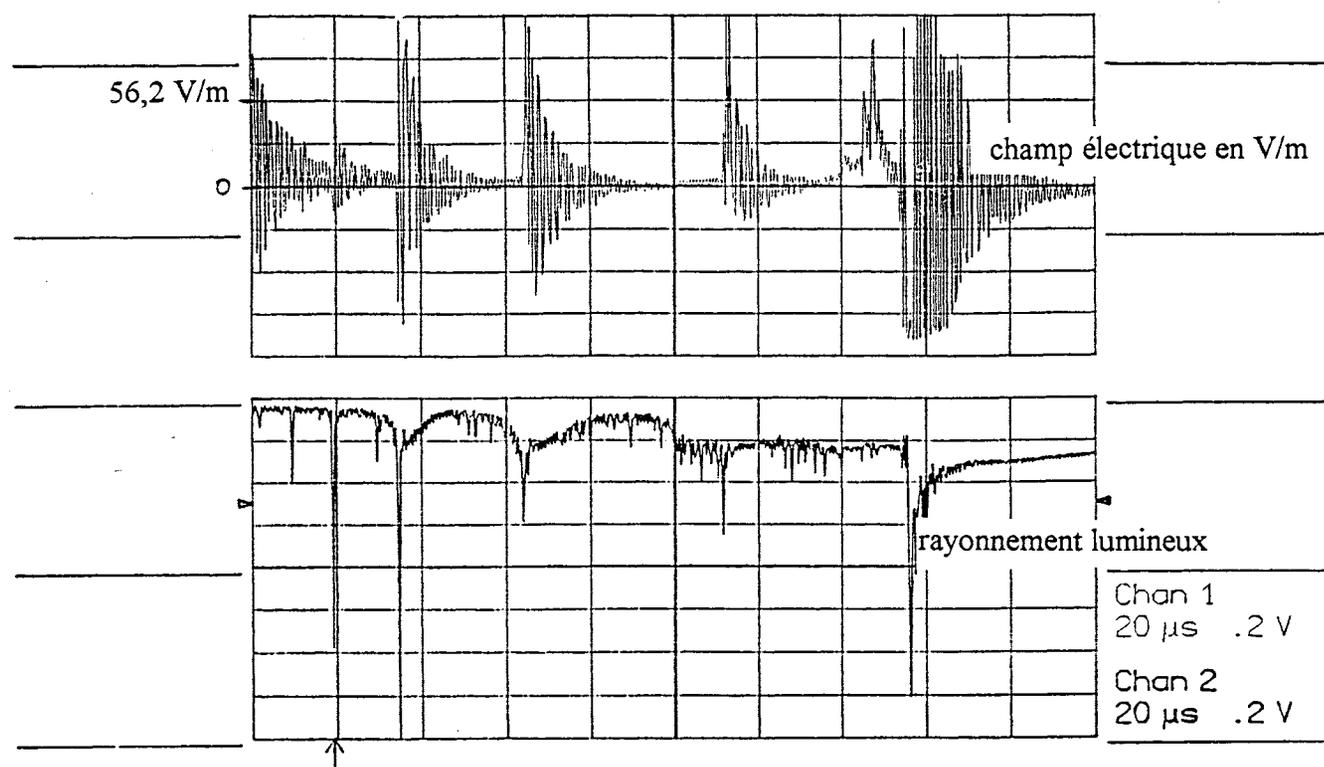


figure III.9 : champ électrique mesuré par le capteur Mélépée E30

31-Jan-91
10:18:22

LeCroy

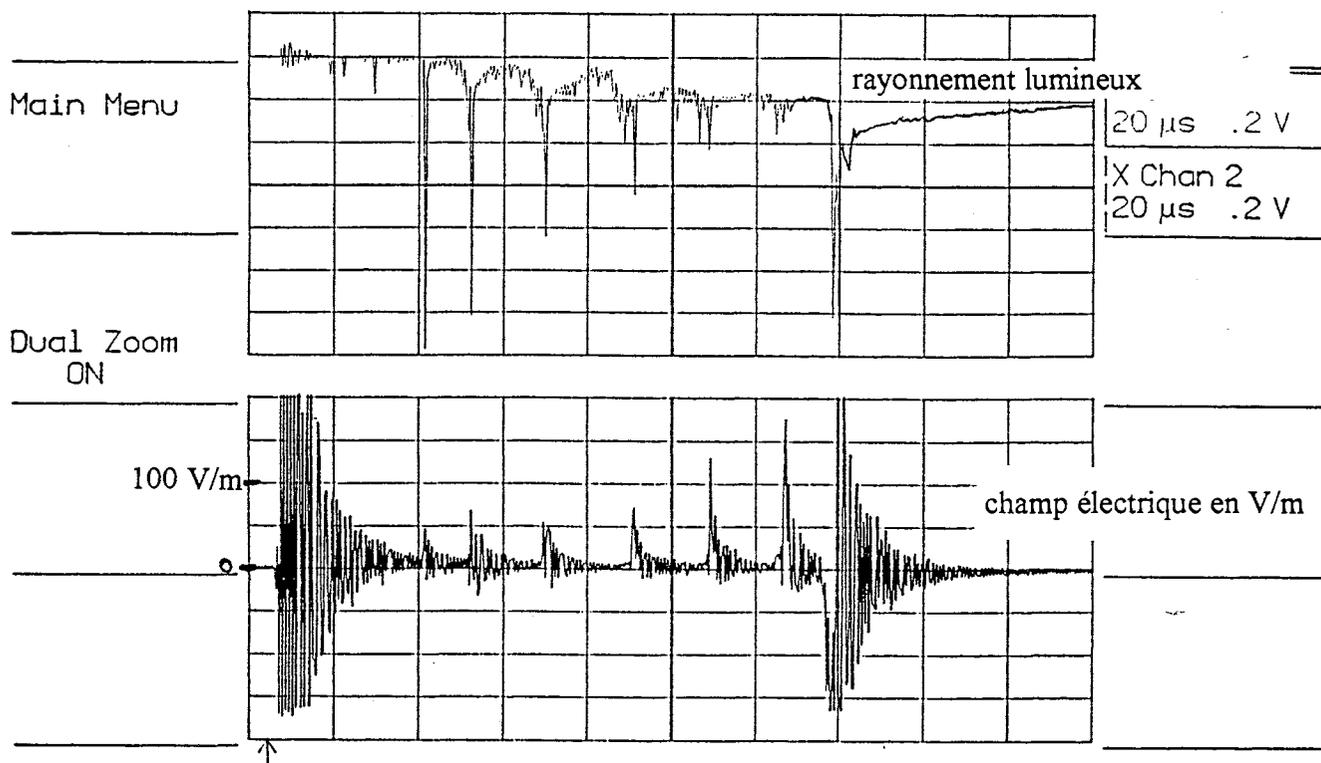


figure III.10 : champ électrique mesuré par le capteur Mélopée E30 modifié

L'examen de ces courbes donne lieu à une remarque qui est d'autant plus justifiée si nous considérons plus particulièrement la figure III.10. Si nous considérons le champ électrique rayonné, plus le canal progresse vers le sol et plus l'intensité du champ est importante ce qui s'explique par le fait que la progression de la tête du précurseur comprime les lignes de champ vers le sol. D'autre part, l'influence de la modification de bande passante du capteur ne semble pas sensible, les fréquences des signaux considérés étant trop grandes.

La figure III.11 qui représente le champ magnétique rayonné montre l'importance du rayonnement dû à l'arc en retour.

31-Jan-91
11:37:14

LeCroy

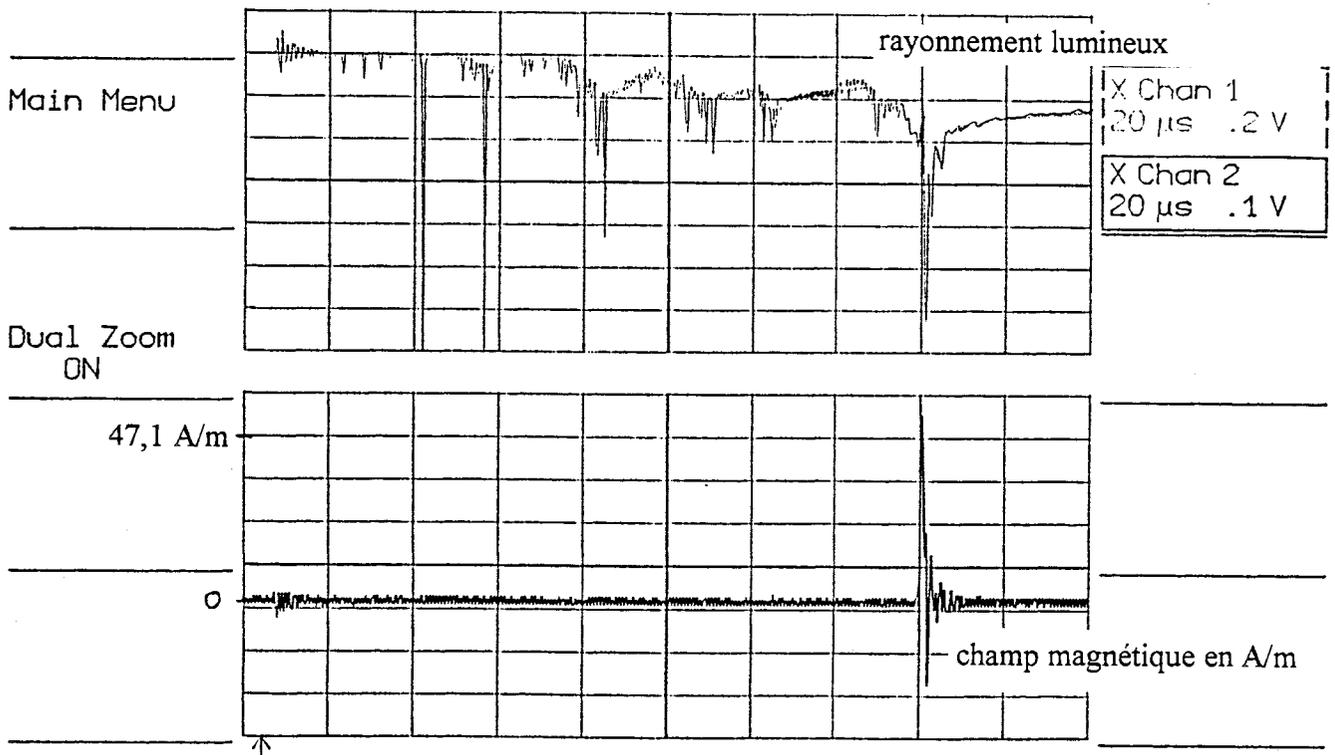


figure III.11 : champ magnétique mesuré par le capteur Mélopée H31

III.3°.c.3) Deuxième configuration de mesure :

Le problème du déclenchement nous a conduit à utiliser les deux oscilloscopes disponibles. L'oscilloscope analogique TEKTRONIX était nécessaire de par sa bande passante comprise entre 0 et 1 GigaHertz qui permet d'observer des signaux très rapides. Mais, ses possibilités de déclenchement sont limitées. Nous avons donc utilisé l'oscilloscope numérique LECROY pour pouvoir déclencher l'acquisition des signaux sur un bond du précurseur selon le mode de déclenchement suivant. Nous avons choisi de commencer l'acquisition lorsque le signal de la voie externe dépasse le seuil fixé et si 10 microsecondes se sont écoulées depuis le premier dépassement du seuil. Le schéma de la figure III.12 précise l'enchaînement des événements avec ce déclenchement.

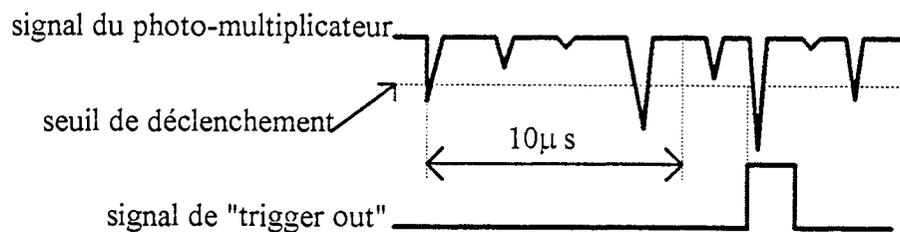


figure III.12 : mode de déclenchement de l'acquisition

Le premier dépassement de seuil rencontré étant celui correspondant à la décharge du générateur et le temps entre celle-ci et l'arc en retour étant supérieur à 100 microsecondes, nous sommes sûrs que l'acquisition se fera sur le rayonnement d'un bond du précurseur.

La figure III.13 présente le schéma synoptique de cette configuration de mesure.

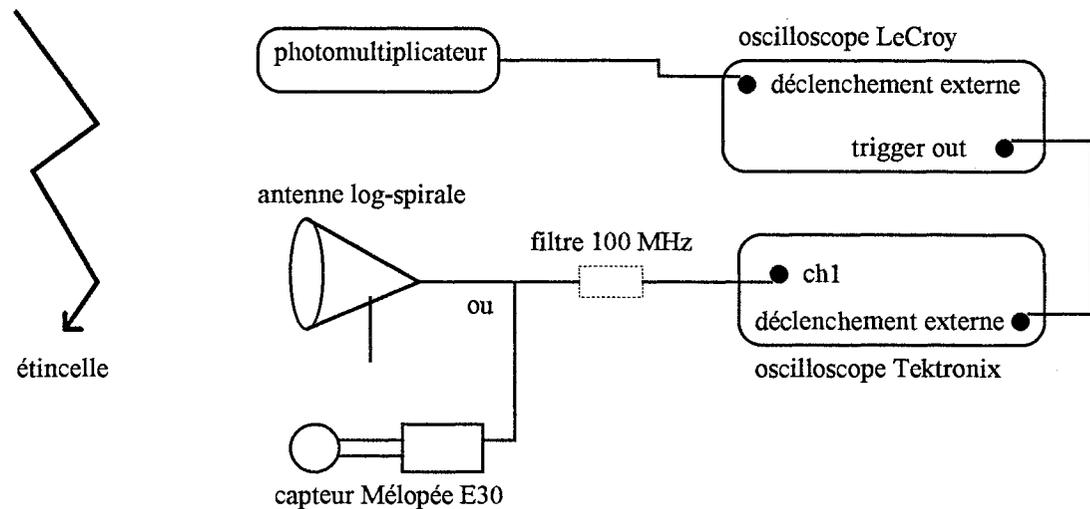


figure III.13 : schéma synoptique des mesures

La première série de mesures réalisées dans cette configuration a posé le problème de la bonne qualité de la protection des câbles de transmission des signaux contre les perturbations électromagnétiques. Les câbles utilisés étaient des câbles triaxiaux blindés. Cependant, nous avons réalisé une série de mesures pour lesquelles la présence du filtre 100 MégaHertz était inefficace, les signaux obtenus avec et sans filtre étant identiques. Pour améliorer la protection de la transmission des signaux, nous avons installé une traversée entre l'intérieur du hall haute tension et la salle de mesure. Ainsi, la masse des câbles blindés était reliée à celle de l'ensemble de l'installation ce qui améliorait le blindage des câbles et en conséquence, limitait les parasites. La traversée installée, nous avons caractérisé le niveau des parasites pris par le câble blindé extérieur et le câble intérieur. Ensuite, nous avons enregistré le champ rayonné dans le grand hall à l'aide de l'antenne log-spirale sans et avec le filtre 100 MégaHertz.

La figure III.14 donne la forme générale du signal mesuré. A chaque bond du précurseur, un train d'impulsions d'enveloppe bipolaire et de décroissance exponentielle est émis. Le signal présenté par la figure III.14 correspond au champ électrique mesuré par l'antenne log-spirale, la base de temps étant de 50 microsecondes par carreau. Les deux émissions principales sont dues à l'amorçage du générateur pour la première et à l'arc en retour pour la dernière. Comme nous pouvons le remarquer, il est difficile de réaliser une interprétation plus poussée de ce type d'enregistrement. Les Polaroids permettent de faire uniquement des observations qualitatives et il est alors souhaitable de passer à une autre configuration de mesure. Nous présentons quand même un exemple d'enregistrement obtenu (Cf figure III.15).

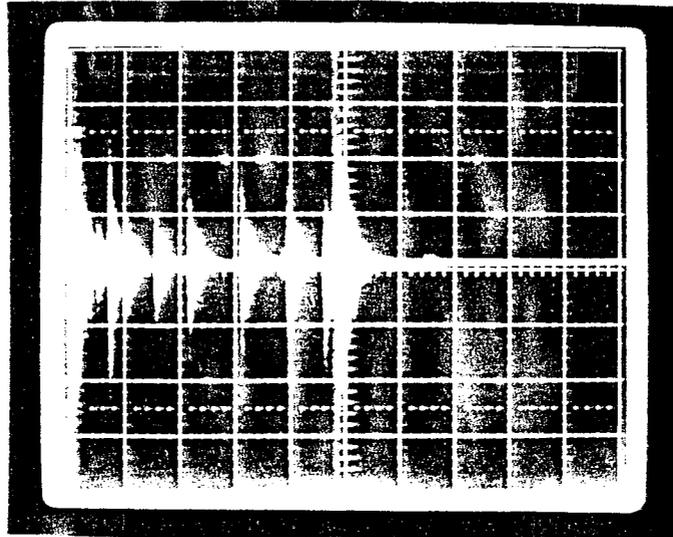


figure III.14 : Polaroid de l'écran de l'oscilloscope analogique TEKTRONIX représentant le champ électrique mesuré par l'antenne log-spirale (base de temps de $50 \mu\text{s}/\text{carreau}$)

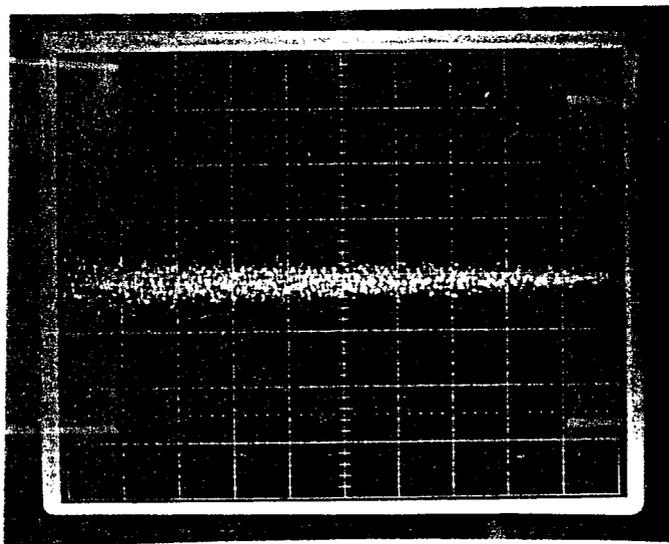


figure III.15 : Polaroid de l'écran de l'oscilloscope analogique TEKTRONIX représentant le champ électrique mesuré par l'antenne log-spirale lors d'un bond du précurseur avec le filtre de 100 MHz (base de temps de $0,5 \mu\text{s}/\text{carreau}$)

Le changement de configuration s'est fait après avoir tenté de situer l'instant de déclenchement de l'oscilloscope TEKTRONIX par rapport au signal donné par le photomultiplicateur infrarouge. Il suffisait pour cela de brancher la sortie "trigger out" de l'oscilloscope TEKTRONIX sur la voie 2 de l'oscilloscope LECROY, la voie 1 traduisant le signal optique. Cependant, le créneau envoyé par l'oscilloscope TEKTRONIX à chaque déclenchement étant proportionnel à la vitesse de balayage de l'écran donc à la base de temps choisie (pour ces mesures, elle était de 5 nanosecondes), ce signal passe entre les points d'échantillonnage du LECROY (un point toutes les 2,5 nanosecondes). Nous avons alors mesuré dans l'absolu les délais entre déclenchement et signal de la sortie "trigger out". Pour

l'oscilloscope LECROY, nous avons trouvé 50 nanosecondes, pour l'oscilloscope TEKTRONIX 25 microsecondes et pour l'ensemble LECROY/TEKTRONIX 12 millisecondes. Ce dernier résultat étant inexplicable et incompatible avec la configuration que nous utilisons, nous avons donc modifié l'organisation de la mesure.

III.3°.c.4) Troisième configuration de mesure :

Cette nouvelle configuration correspond à une autre orientation des mesures : définir une corrélation entre les amplitudes de champ rayonné et de courant de pointe. Pour cela, la totalité des signaux de courant de pointe et de champ électromagnétique est enregistrée à l'aide d'un RTD 710. Nous avons réalisé ainsi, des enregistrements du rayonnement électrique mesuré par l'antenne log-spirale sans filtre et avec un atténuateur de 20 déciBels. Des enregistrements du champ magnétique rayonné mesuré par le capteur Mélopée H31 ont aussi été réalisés.

La figure III.16 représente le champ électrique mesuré lors du claquage 1213 dont les figures III.7 et III.8 présentent les enregistrements de la tension de pointe et du courant de pointe. En comparant le courant de pointe et le champ rayonné lors des bonds du précurseur, nous remarquons que l'intensité du champ n'est pas liée linéairement à celle du courant de bond. Ceci s'explique d'une part en prenant en compte le paramètre de la distance entre le bond et le capteur à chaque instant de la propagation, et d'autre part la forme d'onde du courant et plus particulièrement sa dérivée temporelle. En effet, le bond n°4 est a priori plus proche du capteur que le bond n°3 puisque la propagation est dirigée vers le sol. Son courant est plus important que celui du bond n°3 et pourtant le rayonnement électrique est beaucoup plus faible. De plus, l'aspect perturbé des impulsions de champ ainsi que leur durée plus importante que celles des impulsions de courant (Cf figure III.8) mettent en évidence les phénomènes de réflexion des champs sur les parois du hall.

La figure III.17 présente quant à elle l'enregistrement du champ magnétique lors d'un bond du précurseur (a) et lors de l'arc-en-retour (b) d'un autre claquage. Le champ magnétique obtenu lors de l'arc-en-retour est l'image du courant de pointe sur laquelle se superposent de petites oscillations parasites. L'ordre de grandeur de l'amplitude correspond au calcul approché réalisé à l'aide de la loi d'Ampère. Les oscillations sont dues aux réflexions sur les parois du hall d'essais. En effet, leur périodicité est d'environ 400 nanosecondes ce qui correspond à une longueur d'onde de 120 mètres, soit environ deux fois la longueur d'un côté du hall d'essais. En ce qui concerne l'enregistrement obtenu lors du bond du précurseur, l'amplitude est 100 fois moindre et les oscillations plus importantes. Si le premier pic du champ correspond à l'impulsion de courant, le reste du signal est dû aux réflexions sur les parois, la période étant toujours d'environ 400 nanosecondes et le courant de pointe étant redevenu nul.

champ électrique en kV/m

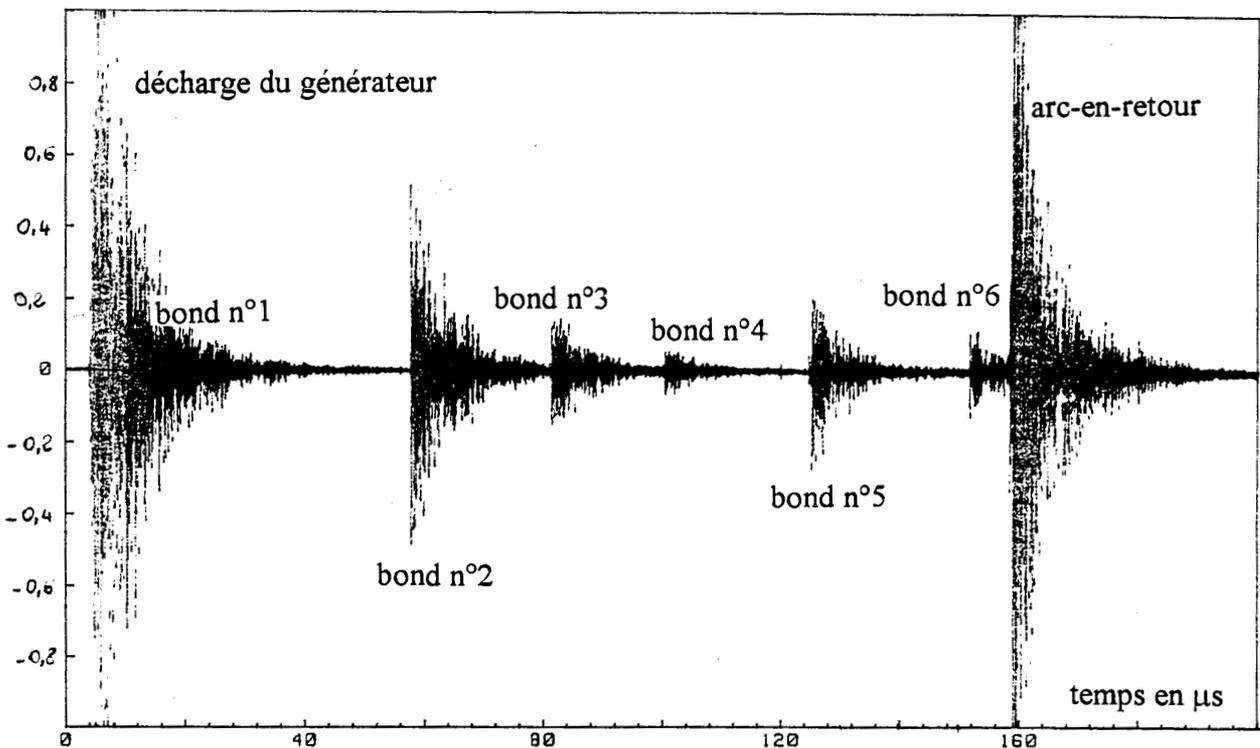


figure III.16 : champ électrique mesuré par l'antenne log-spirale lors du claquage 1213

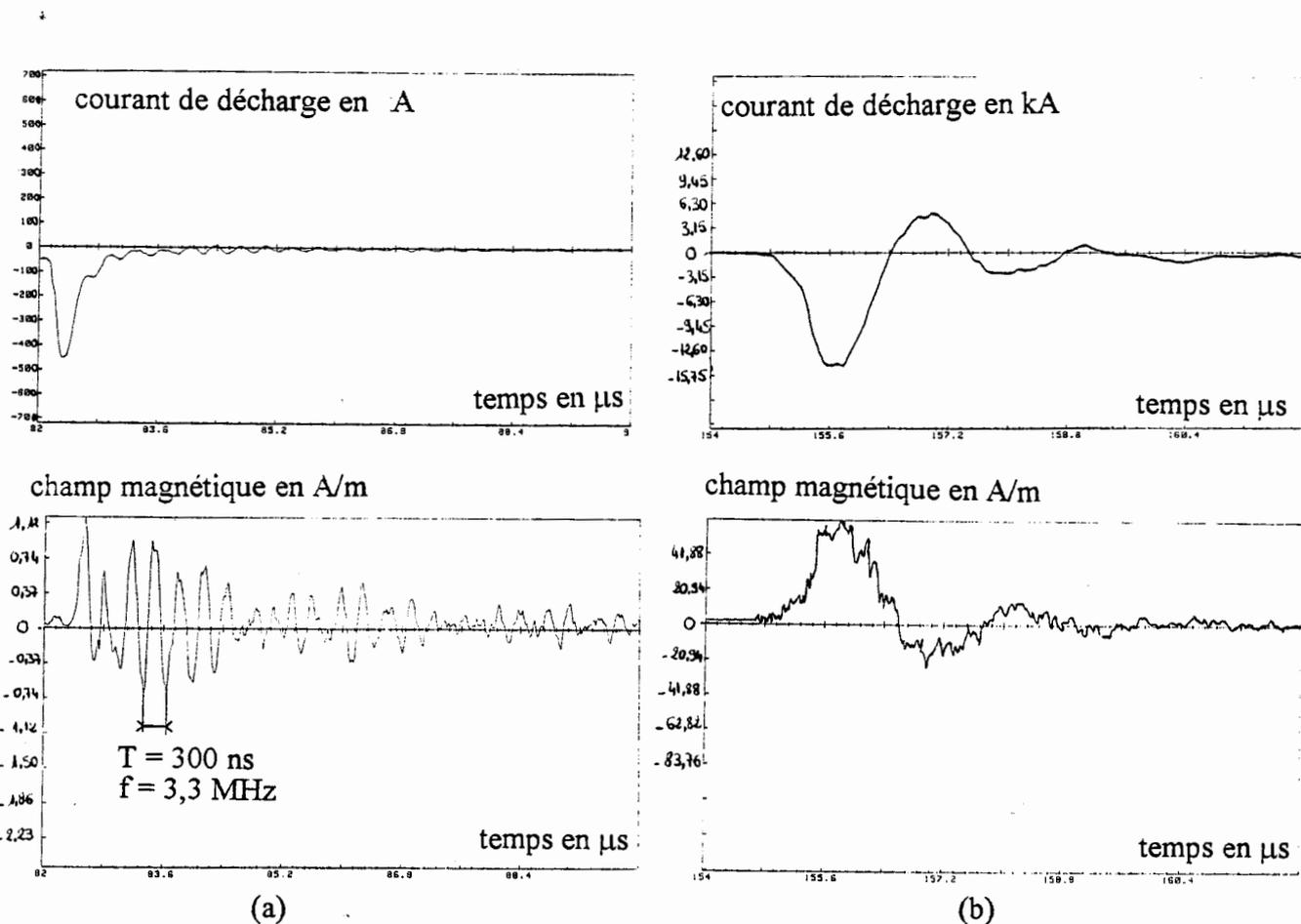


figure III.17 : champ magnétique mesuré lors d'un bond du précurseur (a) et lors de l'arc-en-retour (b).

III.3°.c.5) Quatrième configuration de mesure :

La mise en place du numériseur d'image par caméra CCD associé à l'ordinateur GOUPIL a permis de mémoriser les signaux obtenus sur l'oscilloscope TEKTRONIX 7104 analogique de façon plus satisfaisante que ce qui était réalisé auparavant avec les clichés Polaroids de l'écran. Nous avons pu aussi tirer partie de la haute fréquence d'échantillonnage de cet oscilloscope (1 GigaHertz). Le système de déclenchement était le suivant : le début de l'acquisition se faisait dès que le niveau de signal fourni par le photomultiplicateur infrarouge dépassait le seuil fixé et cela uniquement 85 microsecondes après la décharge du générateur. Des traces représentant les variations temporelles du champ électrique mesuré par l'antenne log-spirale sans filtre et avec filtre ont été ainsi enregistrées.

Un exemple des courbes obtenues sans le filtre est présenté sur la figure III.18 (aucun traitement du signal n'a été fait sur cet enregistrement pour déterminer le niveau de l'amplitude du champ à partir du facteur d'antenne; nous nous intéressons en priorité à la forme et aux valeurs relatives. Cette remarque est aussi valable pour la figure III.19.). Nous sommes en présence d'oscillations plus ou moins sinusoïdales de période moyenne 50 nanosecondes ce qui correspond à une fréquence de 20 MégaHertz. Nous retrouvons donc cette fréquence qui ne peut être justifiée par des considérations géométriques.

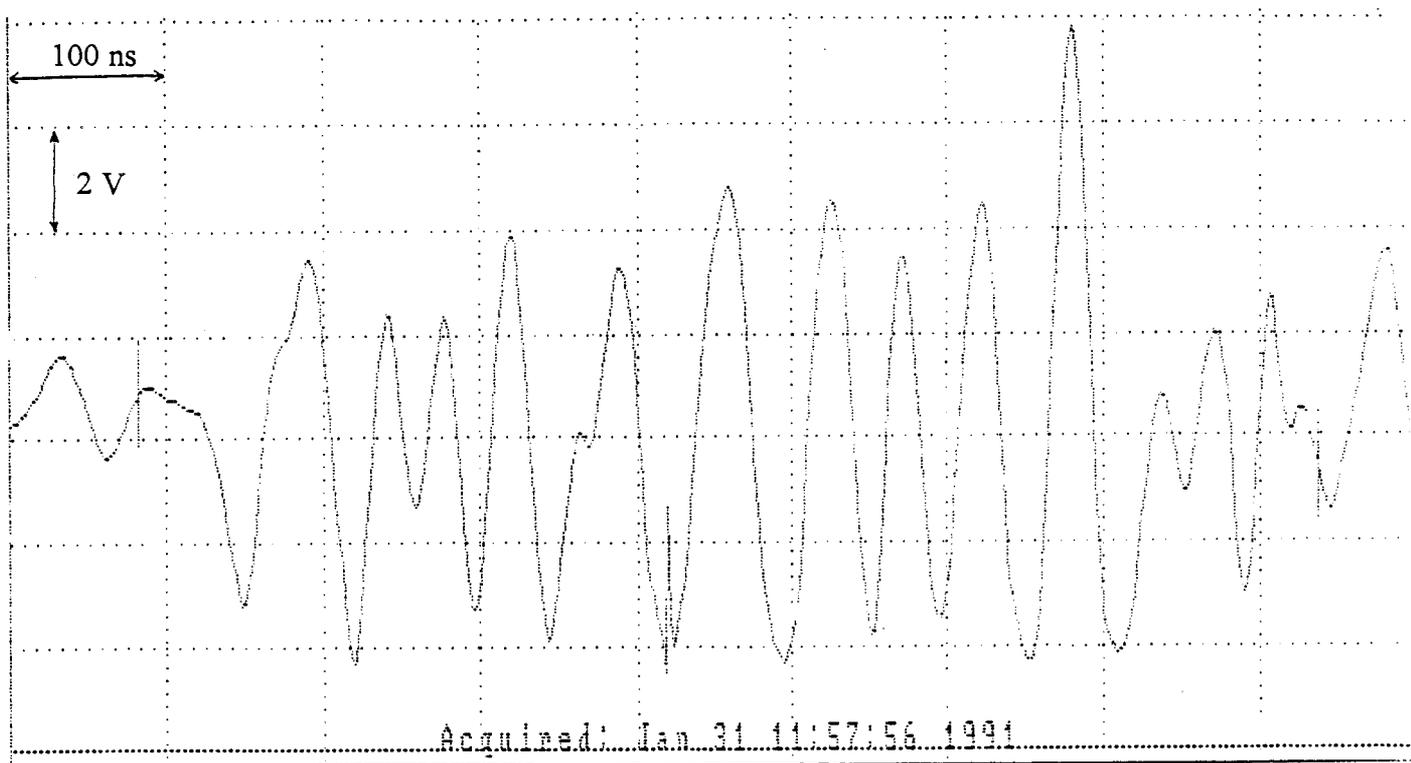


figure III.18 : champ électrique mesuré par l'antenne log-spirale sans filtre

Nous nous sommes alors intéressés au signal obtenu en utilisant le filtre 100 MégaHertz (dont la réponse en fréquence est donnée en annexe III.4), un exemple étant donné à la figure III.19. La forme de la courbe est alors beaucoup plus complexe. Le niveau du signal est 50 fois moins important que celui obtenu sans filtre. Les périodes principales sont les suivantes : 6,6

nanosecondes et 1,8 nanosecondes c'est-à-dire les fréquences 150 et 560 MégaHertz qui ne correspondent à aucune dimension du hall d'essais. Il est alors nécessaire de rappeler le type de déclenchement de l'acquisition : le début de l'acquisition est donné par le premier dépassement de seuil du signal fourni par la photomultiplicateur infrarouge ayant lieu 85 microsecondes après l'amorçage du générateur. D'autre part, nous n'avons aucune localisation du signal par rapport au rayonnement complet du claquage. Ces circonstances ne facilitent guère l'exploitation des résultats puisque nous ne pouvons pas situer cette fenêtre d'acquisition par rapport au signal complet et tirer des conclusions sur la forme du signal. Toutefois, ces mesures ont mis en évidence des signaux de fréquences élevées et il serait souhaitable de tenter de les interpréter en utilisant du matériel plus performant capable de situer les instants de déclenchement d'acquisition avec précision. L'évolution du matériel de mesure permettra certainement d'explicitier la forme de ces signaux de champ dans un proche avenir.

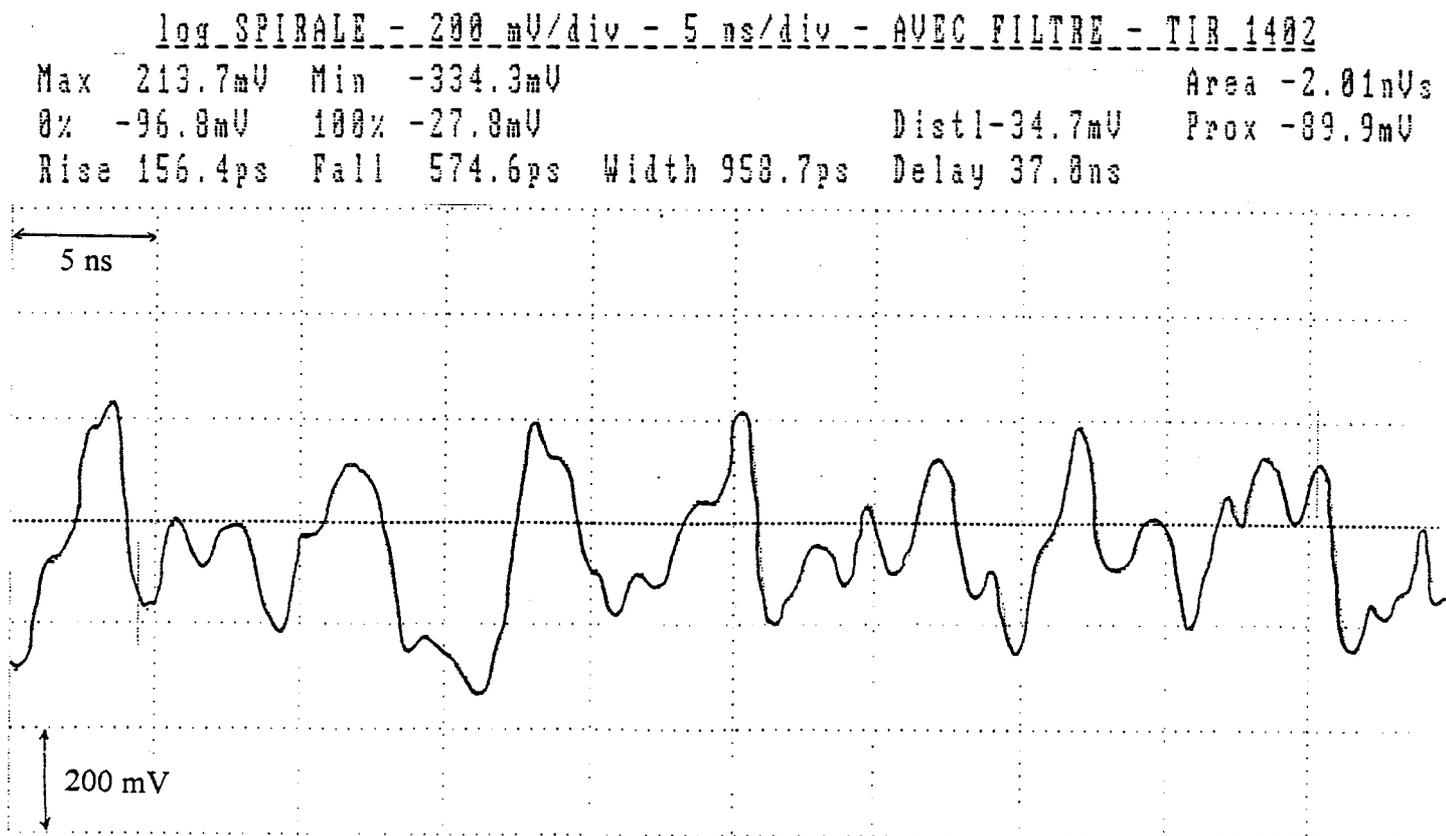


figure III.19 : champ électrique mesuré par l'antenne log-spirale avec filtre

III.3°.d) Mesures du couplage sur un câble :

Un câble de 35,5 mètres de long a été tendu dans le hall haute tension à 1 mètre de hauteur du sol et 3 mètres de la paroi. Le diamètre de sa section faite en cuivre était de 2,2 millimètres et un diélectrique de 1 millimètre d'épaisseur le recouvrait. L'une des extrémités n'est pas branchée et l'autre est reliée à la terre du hall par l'intermédiaire d'une résistance de 10 Ohms aux bornes de laquelle nous avons connecté le capteur de tension Mélopée V 10 avec comme protection un éclateur à gaz de 550 Volts.

Le signal de mesure obtenu est enregistré à l'aide d'un numériseur RTD 710. Nous avons réalisé ainsi des enregistrements destinés à l'observation de la tension induite par le rayonnement électromagnétique engendré par les bonds de la décharge et d'autres pour les effets de l'arc en retour. Une nouvelle série de mesures de ce type (observation des effets des bonds puis de l'arc en retour) s'est faite en reliant la seconde extrémité du câble à la terre du hall. Nous mesurons alors le courant induit dans une boucle.

La figure III.20 illustre la configuration du câble sur lequel nous avons mesuré le couplage.

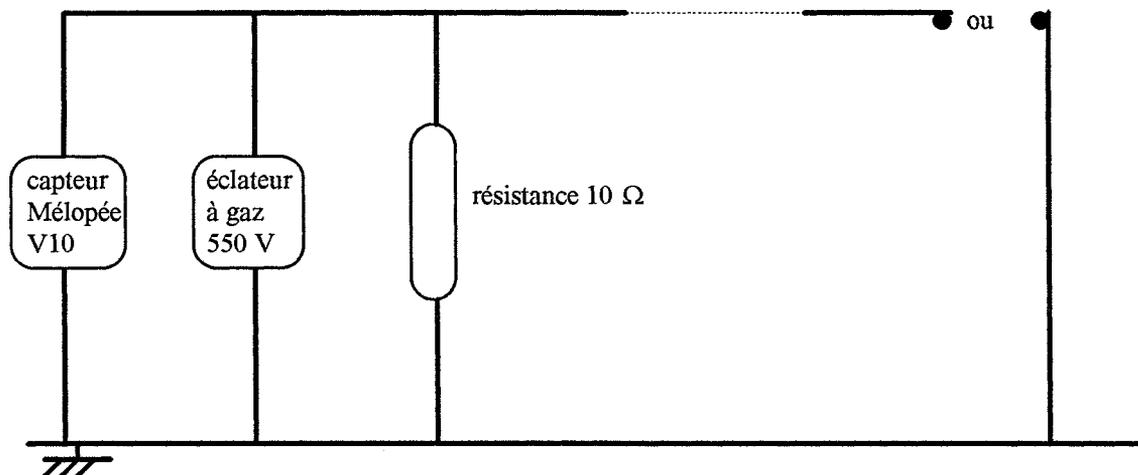


figure III.20 : configuration de mesure du couplage sur un câble

Les résultats obtenus lorsque la seconde extrémité du câble est en circuit ouvert sont illustrés par les figures III.21 et III.22. En ce qui concerne le courant induit sur le fil lors d'un bond du précurseur (figure III.21), il est difficile voire impossible de tirer des interprétations de la forme du signal. Nous sommes en présence d'oscillations désordonnées dont la fréquence est d'environ 6 MégaHertz et qui sont dues à l'influence de réflexions multiples sur les parois et à l'extrémité du fil. Par contre, pour l'arc-en-retour (figure III.22), nous distinguons facilement la période principale du signal qui est de 440 nanosecondes (2,3 MégaHertz). Si nous considérons la longueur d'onde associée qui est de 132 mètres, nous remarquons une résonance du fil en $\lambda/4$ caractéristique de la configuration étudiée. L'amplitude du courant sur le câble est d'environ 20 Ampères et décroît exponentiellement.

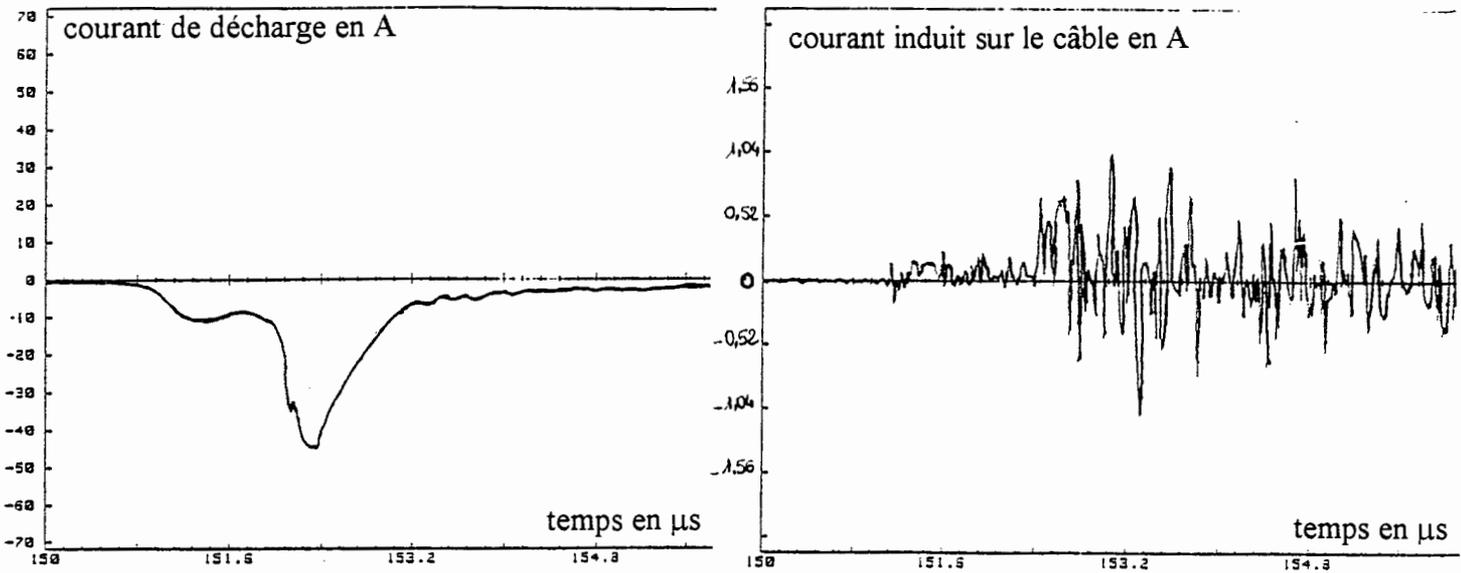


figure III.21 : courant d'un bond du précurseur et courant induit sur le câble

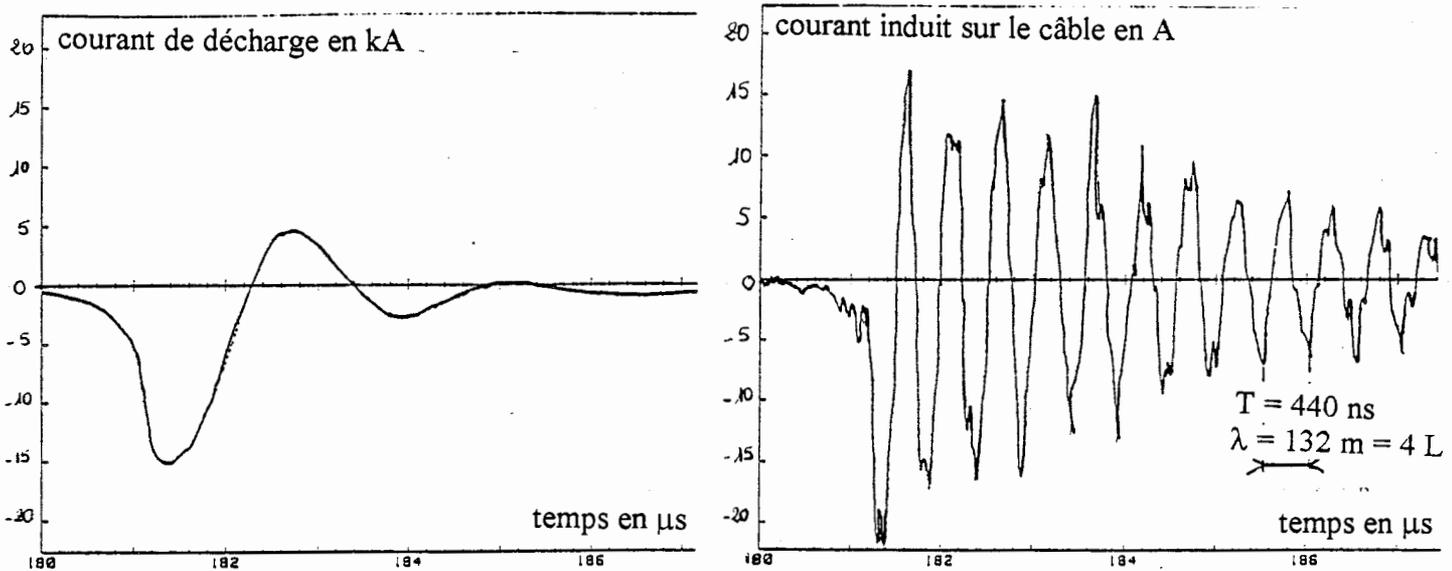


figure III.22 : courant de l'arc-en-retour et courant induit sur le câble

La seconde configuration qui correspond à la seconde extrémité du câble en court-circuit avec la terre, donne les enregistrements présentés par les figures III.23 et III.24. Ces figures montrent le couplage du rayonnement de l'arc-en-retour sur le câble pour deux trajets de la décharge différents. En effet, lors de la mesure illustrée par la figure III.23, la décharge s'est produite sur la paroi le long de laquelle le câble était tendu donc perpendiculairement au plan de la boucle formée par le câble et le sol. Le couplage magnétique a été par conséquent prépondérant. Nous observons ainsi une image du courant de pointe dans la forme d'onde du courant induit. Par contre, en ce qui concerne la figure III.24, la décharge a été pratiquement verticale d'où un très faible couplage magnétique.

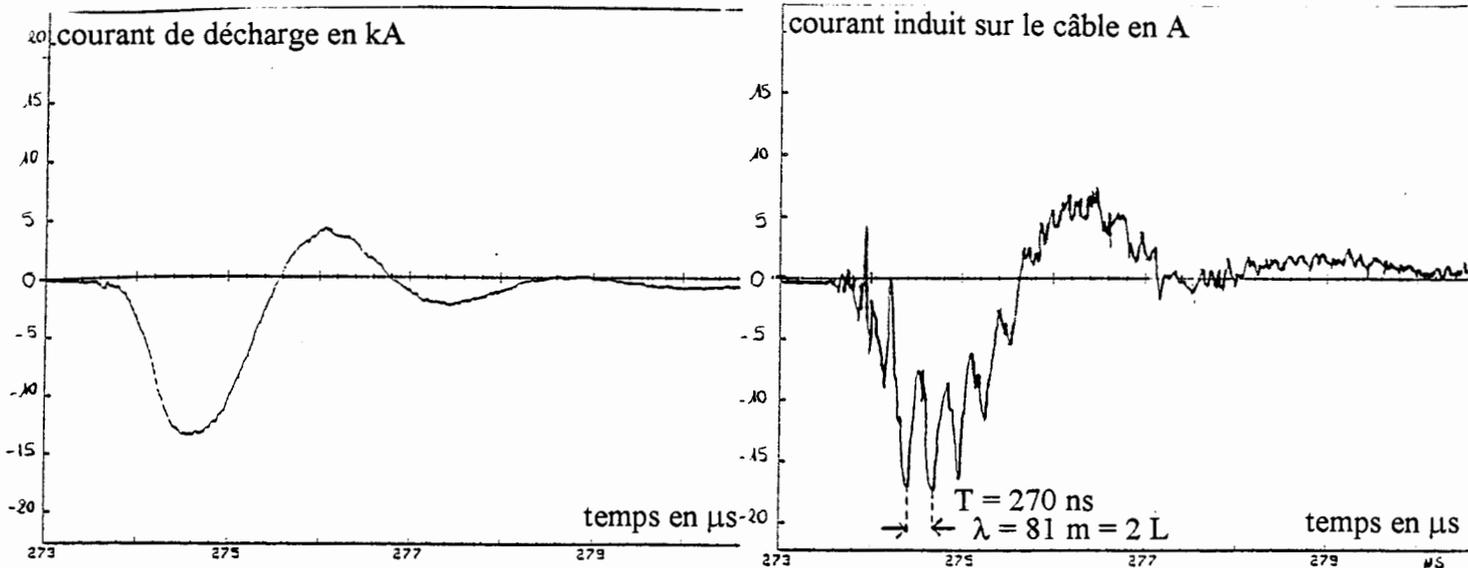


figure III.23 : courant induit sur le câble lors d'un arc-en-retour horizontal

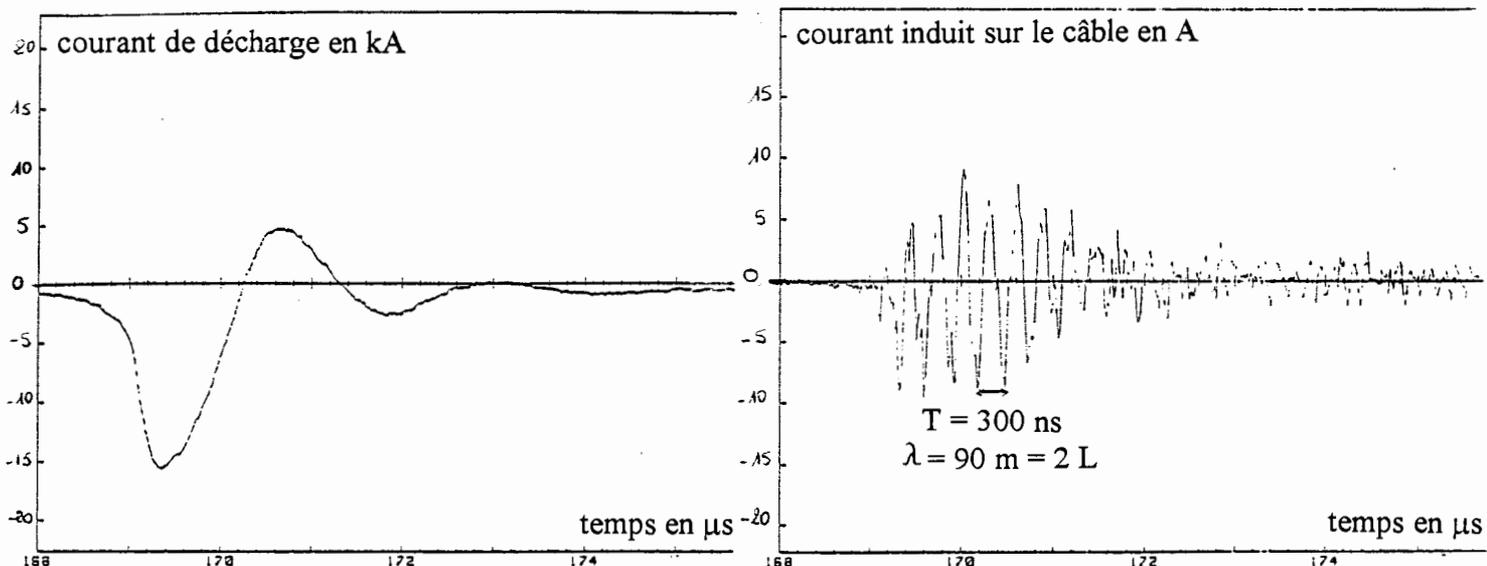


figure III.24 : courant induit sur le câble lors d'un arc-en-retour vertical

Les oscillations qui se superposent au couplage magnétique ont une période de 300 nanosecondes environ (3,3 MégaHertz) qui correspond à une longueur d'onde de 90 mètres due à une résonance en $\lambda/2$ caractéristique de la configuration. L'amplitude du courant induit est pratiquement identique à celui obtenu dans la configuration précédente.

III.3°.e) Remarques générales :

Les remarques sont les mêmes que celles faites sur les mesures réalisées dans la tour haute tension du CEGELY. Les perturbations générées par la décharge du générateur, les réflexions multiples sur les parois, la dépendance de la forme d'onde du courant de décharge par rapport aux éléments du circuit d'essai sont autant d'inconvénients de la simulation en laboratoire qui se retrouvent sur ces deux sites. Notre étude des composantes haute fréquence

du champ rayonné s'est heurtée aux problèmes de mesure d'un événement de durée très courte mais qui s'intègre dans une séquence beaucoup plus longue. L'enregistrement doit avoir un pas temporel très faible et une longueur importante. Les numériseurs et oscilloscopes que nous avons à notre disposition ne nous ont pas permis d'enregistrer l'évolution très haute fréquence du signal et de la situer par rapport à l'ensemble du rayonnement de la décharge. Ceci est une limite non négligeable aux interprétations réalisables à partir de ces données incomplètes. Il serait donc souhaitable de reconduire une telle campagne de mesure avec un matériel plus performant.

Les mesures réalisées sur le couplage avec un câble ont permis de préciser le niveau des surtensions et surintensités induites qui est loin d'être négligeable ainsi que la forme des ondes.

III.4°) Conclusion :

Ces deux campagnes de mesures nous ont permis de caractériser les avantages et les inconvénients de la simulation de la foudre par les grandes étincelles de laboratoire. De plus, l'utilisation de deux laboratoires différents conduit à en faire une comparaison.

La tour haute tension du CEGELY de par sa taille raisonnable offre une possibilité de mise en oeuvre simple et rapide. Cependant, les études que l'on peut y réaliser sont limitées. En effet, la longueur des étincelles créées ne dépasse guère un mètre et le précurseur par bonds est inexistant. De plus, nous avons vu (paragraphe III.2°.d) que l'influence des parois est très présente. La loi d'Ampère ne conduit pas aux valeurs mesurées. Les études du phénomène risquent donc d'être impossibles puisque trop de paramètres propres au laboratoire interfèrent. Cependant, le niveau du champ électromagnétique est comparable à celui qui règne lors d'une décharge de foudre naturelle et la susceptibilité des systèmes peut alors y être caractérisée.

Le hall d'essais très haute tension du centre de recherche EDF des Renardières nécessite pour sa part une mise en oeuvre plus lourde. Les dimensions des éléments du circuit de décharge sont en effet plus conséquentes. Les étincelles qui y sont créées sont beaucoup plus grandes et permettent l'étude du précurseur par bonds et d'autres phénomènes physiques de la décharge. Ceci est dû au fait que les dimensions du hall laissent un espace libre plus important qui limite l'influence des parois. Cependant, l'influence du générateur et des éléments résistifs, inductifs et capacitifs demeure. Ce moyen d'étude ne peut donc être considéré que comme une aide à la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu dans une décharge de foudre ou comme un moyen de test des équipements électriques soumis à la foudre.

Nous allons maintenant passer à l'étude théorique du rayonnement électromagnétique de la foudre avec le chapitre suivant.

Chapitre IV :

ANALYSE CRITIQUE DES MODELES **ACTUELS DE CALCUL DU** **RAYONNEMENT ELECTROMAGNETIQUE** **GENERE PAR UNE DECHARGE DE** **FOUDRE**

IV.1°) Les modèles les plus utilisés et étudiés actuellement : [3, 7, 8, 10, 13, 39 à 62]

La modélisation du phénomène foudre en vue du calcul du champ électromagnétique rayonné apparaît au travers de la littérature pouvoir être abordée de plusieurs façons différentes suivant l'utilisation précise que l'on veut en faire. Ainsi, même si le modèle "ligne de transmission" reste la méthode la plus utilisée, on trouve le modèle très simple basé sur la loi d'Ampère, celui qui s'appuie sur la nouvelle représentation de l'arc-en-retour par une source de courant se déplaçant dans le canal de décharge et une multitude d'autres plus ou moins fondés.

La plupart des publications sur ce sujet concerne les décharges nuage/sol, décharges pour lesquelles des données expérimentales directes ont pu être rassemblées et sur lesquelles des mesures peuvent être réalisées. D'autre part, seule la phase de l'arc-en-retour est traitée en grande majorité. C'est, en effet, la phase de la décharge qui conduit au rayonnement le plus intense.

Nous allons présenter brièvement les trois modèles que nous avons utilisés pour nos simulations numériques et nous survolerons quelques autres à titre d'information.

IV.1° a) Modèle de la loi d'Ampère :

Nous avons déjà utilisé ce modèle au cours des chapitres II et III pour vérifier l'ordre de grandeur des champs électromagnétiques mesurés en foudre déclenchée ainsi qu'en laboratoire. Nous rappelons ici les fondements théoriques et les hypothèses sur lesquelles se base ce modèle.

A partir de l'équation de Maxwell de la magnétostatique, $\text{rot } \vec{H} = \vec{J}$ (IV.1) et après intégration sur une surface S s'appuyant sur le contour C, nous obtenons l'égalité suivante en utilisant le théorème de Stokes :

$$\iint_S \text{rot } \vec{H} \cdot d\vec{s} = \oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = \iint_S \vec{J} \cdot d\vec{s} \quad (\text{IV.2})$$

Dans le cas d'un conducteur vertical infini, le problème possède une symétrie axiale et le champ \vec{H} et le potentiel vecteur \vec{A} ne dépendent que de la distance qui existe entre le point d'observation et l'axe du conducteur. Le choix de la courbe sur laquelle le calcul de la circulation du champ est effectué, est alors simple et se porte sur le cercle dont le centre est situé sur l'axe du conducteur. De plus, le champ magnétique est tangent à ce cercle. L'équation IV.2 devient donc en coordonnées cylindriques :

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = \oint_C H(r) dr = 2 \pi r H(r) = \iint_S \vec{J} \cdot d\vec{s} = I \quad (\text{IV.3})$$

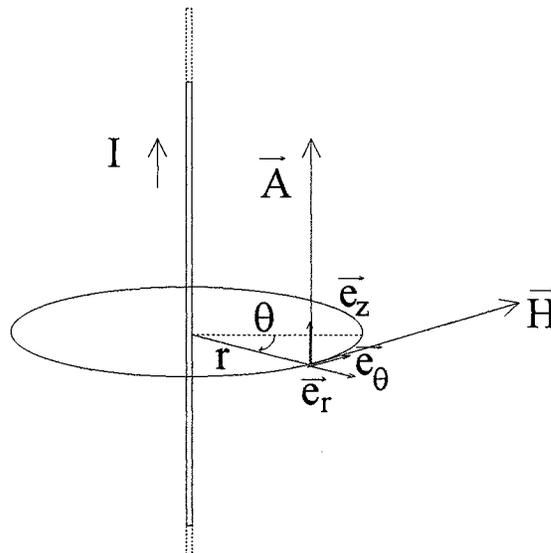


figure IV.1 : modèle de la loi d'Ampère

Et le champ magnétique s'exprime suivant l'équation IV.4 :

$$\vec{H}(r, \theta, z) = \frac{I}{2 \pi r} \vec{e}_\theta \quad (\text{IV.4})$$

IV.1°.b) Modèle de la ligne de transmission : [3, 39, 40, 41, 44, 45]

Le modèle de la ligne de transmission apparaît en 1941 avec Bruce et Golde. En 1969, Uman et Mac Lain l'améliorent et de nombreuses modifications sont apportées par diverses équipes au fur et à mesure de l'évolution des connaissances et des moyens de mesure du phénomène foudre [39].

IV.1°.b.1) Principe : [3, 40]

L'annexe IV.1 présente le calcul détaillé du champ électromagnétique à partir des équations de Maxwell et des hypothèses simplificatrices que nous présentons ci-après [40].

- le canal de décharge est supposé rectiligne, vertical et de hauteur H.
- le courant de décharge se propage dans le canal comme dans une ligne de transmission sans perte.
- le sol est plan et infiniment conducteur.
- le canal de décharge a un rayon négligeable par rapport à la plus petite longueur d'onde mise en jeu par le phénomène.

Il est alors possible de mettre en oeuvre les simplifications suivantes :

- diviser le canal de décharge en n dipôles électrostatiques élémentaires dont les potentiels scalaire U et vecteur \vec{A} retardés sont définis analytiquement à l'aide des équations de Maxwell (Cf annexe IV.1).
- déterminer la loi de propagation du courant de décharge dans le canal :

$$i(z, t) = i(0, t - z/v) \text{ où } v \text{ est la vitesse de propagation}$$

- utiliser la théorie des images électriques pour déterminer l'influence du sol.

- considérer la densité de courant constante sur toute la section du canal de décharge (courant = densité x section) et la distance R constante sur chaque dipôle élémentaire (Cf figure IV.2).

L'arc-en-retour est donc modélisé par un canal vertical traversé par une impulsion de courant se propageant dans le sens sol/nuage (coup de foudre négatif descendant) à la vitesse v (Cf figure IV.2) [3].

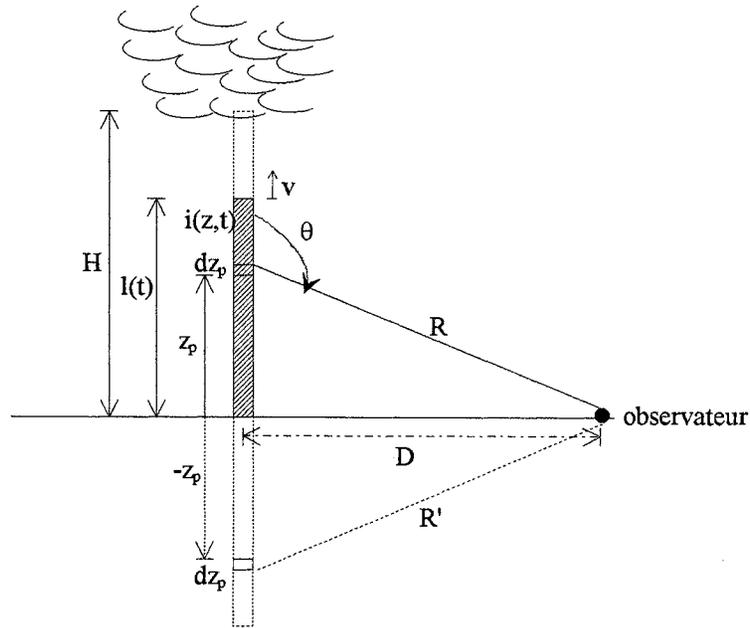


figure IV.2 : modèle de la ligne de transmission

Le champ électromagnétique rayonné est alors la somme des contributions des dipôles électriques élémentaires dz_p , traversés par le courant $i(z_p, t)$ et constituant le canal. Comme la terre est supposée parfaitement conductrice, il faut tenir compte de l'image électrique de chaque dipôle (tout se passe comme si le canal s'étendait entre les altitudes +H et -H). Le champ électromagnétique total rayonné par l'arc est alors donné par les formules IV.5 et IV.6.

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{-H}^{+H} dz_p \left\{ \left[\frac{3r(z-z_p)}{R^5} \vec{u}_r - \frac{r^2 - 2(z-z_p)^2}{R^5} \vec{u}_z \right] \int_0^t I\left(0, \tau - \frac{R}{c} - \frac{z_p}{v}\right) d\tau \right.$$

composante électrostatique

$$+ \left[\frac{3r(z-z_p)}{cR^4} \vec{u}_r - \frac{r^2 - 2(z-z_p)^2}{cR^4} \vec{u}_z \right] I\left(0, t - \frac{R}{c} - \frac{z_p}{v}\right)$$

composante induite

$$+ \left[\frac{r(z-z_p)}{c^2R^3} \vec{u}_r - \frac{r^2}{c^2R^3} \vec{u}_z \right] \frac{I}{t}\left(0, t - \frac{R}{c} - \frac{z_p}{v}\right) \left. \right\}$$

composante rayonnée

(IV.5)

$$\begin{aligned} \bar{H}(\bar{r}, t) &= \frac{\bar{u}_\theta}{4\pi} \int_{-H}^{+H} \frac{r}{R^3} I\left(0, t - \frac{R}{c} - \frac{z_p}{v}\right) dz_p && \text{composante induite} \\ &+ \frac{\bar{u}_\theta}{4\pi} \int_{-H}^{+H} \frac{r}{cR^2} \frac{\partial I}{\partial t}\left(0, t - \frac{R}{c} - \frac{z_p}{v}\right) dz_p && \text{composante rayonnée} \end{aligned} \quad (IV.6)$$

Il suffit alors de déterminer les variations en fonction du temps et de l'altitude du courant de foudre $i(z,t)$. C'est à ce niveau que les modèles diffèrent.

IV.1°.b.2) Les diverses variantes :

IV.1°.b.2.1) Modèle de Bruce et Golde (1941) : [39]

Ce modèle est le plus simple. Le courant de foudre est supposé uniforme par rapport à l'altitude en-dessous du front de l'onde et nul au-dessus. Le schéma de la figure IV.3 représente ses variations.

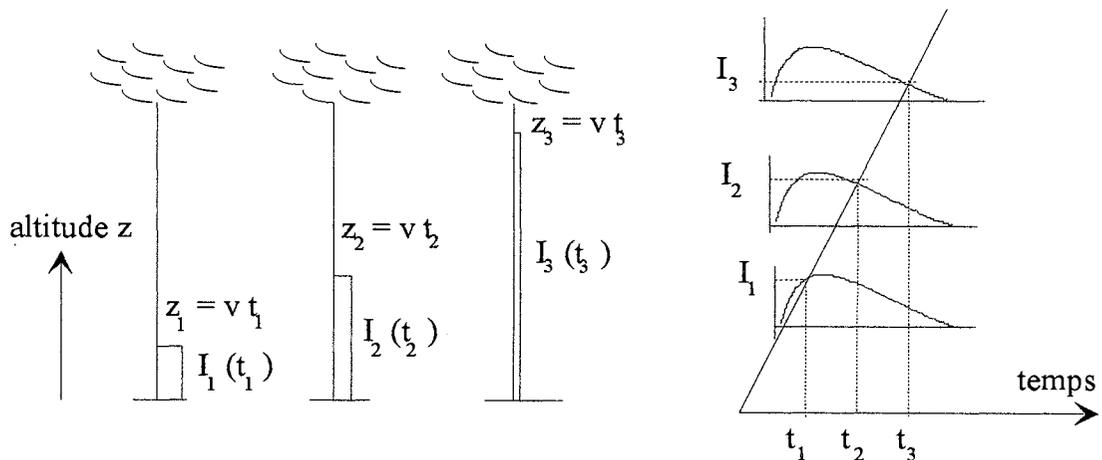


figure IV.3 : variations du courant de foudre selon le modèle de Bruce et Golde

Le courant à l'altitude $z < l(t)$ est donc identique à celui au niveau du sol :

$$\text{pour } z < l(t), \quad i(z,t) = i(0,t) \quad (IV.7)$$

C'est la raison pour laquelle ce modèle est utilisé. La mise en oeuvre d'un code de calcul est relativement aisée. Cependant la contrepartie de cette simplicité est l'absence de fondement physique. Il est en effet impossible que le même courant s'écoule simultanément en chaque point du canal de décharge.

IV.1°.b.2.2) Modèle de Uman et Mac Lain (1969) : [3, 39, 40]

Pour ce modèle, le courant est supposé se propager dans le canal vers le nuage comme dans une ligne de transmission idéale, c'est-à-dire sans atténuation. Nous avons donc :

$$\begin{aligned} \text{pour } z < l(t), \quad i(z,t) &= i(0,t-z/v) = i(t-z/v) \\ \text{pour } z > l(t), \quad i(z,t) &= 0 \end{aligned} \quad (IV.8)$$

avec v , vitesse de propagation constante

L'expression analytique du courant utilisée varie suivant les auteurs. Ainsi, à titre d'exemple, le tableau IV.1 donne les paramètres de l'équation de courant suivante : [41, 42, 43]

$$i(t) = I_{01} (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) + I_{02} (e^{-\gamma t} - e^{-\delta t})$$

auteurs	arc	I_{01} (kA)	α (s ⁻¹)	β (s ⁻¹)	I_{02} (kA)	γ (s ⁻¹)	δ (s ⁻¹)
Berger et al [1975]	1 ^{er} arc-en-retour	38,1	$9,5 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^5$	0	-	-
	arcs subséquents	19,9	$0,15 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^6$	25	$1,5 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4$
Mazzetti et al [1987]	1 ^{er} arc-en-retour	45,3	$8 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^7$	39	$2 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^5$
	arcs subséquents	19	$1,7 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^7$	19	$2 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^5$

tableau IV.1 : paramètres de l'équation du courant de foudre en double biexponentielle

Ce modèle, bien que plus complexe que le précédent, conduit à une expression simplifiée du champ rayonné à grande distance. Nous avons ainsi pour le champ électrique :

$$E_{\text{lointain}}(D, t) = -\frac{v}{2 \pi \epsilon_0 c^2 D} i\left(t - \frac{D}{c}\right) \quad (\text{IV.9})$$

Cette formule analytique permet de faire la première critique de ce modèle. En effet, si le champ lointain présente une inversion de polarité dans les premières microsecondes (phénomène observé couramment), il en sera de même pour l'onde de courant ce qui est rarement le cas en réalité d'après les observations et mesures réalisées. D'autre part, il est parfois difficile de faire coïncider les formes d'onde calculées à partir de ce modèle avec les formes mesurées. En particulier, le pic du champ électromagnétique à faible distance du canal de décharge n'est pas simulé de manière satisfaisante. De plus, comme le modèle établit que le même courant se propage le long du canal de foudre, aucune charge couronne ne peut s'écouler pendant la phase d'arc-en-retour. En conséquence, et même si certains résultats sont corrects ou si les différences de formes d'onde peuvent s'expliquer par la tortuosité du canal de foudre réel, un autre modèle a été proposé pour remédier aux problèmes décrits.

IV.1°b.2.3) Modèle de Y.T. Lin, M.A. Uman et R.B. Standler (1979) :
[3, 39, 44]

Le courant de foudre est décrit par trois composantes :

impulsion de claquage : c'est une impulsion courte qui se propage vers le nuage à la vitesse de l'arc-en-retour (10^8 mètres/seconde) et qui est associée au claquage électrique intervenant au niveau du front de l'onde d'arc-en-retour. Elle est responsable de la valeur crête du courant. Son temps de montée est identique à ceux des champs électrique et magnétique conformément à l'équation IV.9 (Cf IV.1°b.2.2.).

courant uniforme : il apparaît lors de la phase de propagation du leader (il est issu du courant du leader) ou bien dès le début de l'arc-en-retour. Il est possible de le déterminer

en mesurant la dérivée temporelle du champ électrique dE/dt près du canal lors de la phase linéaire quand le champ est électrostatique (équation IV.10).

$$I_u = -\frac{2\pi \epsilon_0 (H^2 + D^2)^{3/2}}{H} \frac{dE(D,t)}{dt} \quad (\text{IV.10})$$

courant couronne : il représente l'écoulement des charges, initialement stockées dans l'écran couronne situé autour du canal de décharge, vers le canal puis vers le sol. Ce courant est modélisé à l'aide de sources de courant réparties le long du canal qui débitent dès que l'impulsion de courant de l'arc-en-retour atteint leur altitude. La forme d'onde du courant injecté est supposée être identique, seule l'amplitude peut décroître exponentiellement avec l'altitude. La vitesse de propagation de l'onde est celle de la lumière. De plus, le courant couronne doit être à l'origine de certaines caractéristiques du champ rayonné. Tout d'abord, en champ proche, les variations sont très courtes de durée inférieure à 60 microsecondes. Le courant couronne a donc une durée inférieure à 60 microsecondes à chaque altitude et les sources de courant couronne sont concentrées dans la partie basse du canal de décharge (le premier kilomètre). Ensuite, l'inversion de polarité des champs lointains est obtenue par la décroissance du courant couronne avec l'altitude. Enfin, il est apparu au cours des calculs que les meilleurs accords entre champ ou courant calculés et mesurés sont réalisés lorsque le courant couronne atteint sa valeur maximale en 1 microseconde puis décroît exponentiellement avec une constante de temps de 10 microsecondes.

L'expression du courant couronne est alors, à l'altitude z , à l'instant t pour une source de couronne d'altitude z' et de longueur $\Delta z'$:

$$\left. \begin{aligned} I_c(z, z', t) &= 0 && \text{pour } t \leq t' \text{ ou } z' \leq z \\ I_c(z, z', t) &= I_0 e^{-\frac{z'}{\lambda}} \left[e^{-\alpha(t-t')} - e^{-\beta(t-t')} \right] \Delta z' && \text{pour } t \geq t' \text{ et } z' \geq z \end{aligned} \right\} (\text{IV.11})$$

$$\text{avec } \left\{ \begin{aligned} t' &= \frac{z'}{v} + t_{\text{on}} + \frac{z' - z}{c} + \frac{R(z)}{c} \\ t_{\text{on}} &, \text{ instant où le courant impulsionnel} \\ &\text{atteint sa valeur crête} \end{aligned} \right.$$

I_0 est déterminé de façon itérative en comparant le champ calculé à partir du courant couronne et mesuré à proximité de la décharge ($10 < I_0 < 50$ Ampères/mètre).

α et β sont fixés arbitrairement : $\alpha = 10^5 \text{ s}^{-1}$ et $\beta = 3.10^6 \text{ s}^{-1}$.

Le courant couronne à l'altitude z est alors déterminé par une intégration entre $z' = z$ et $z' = H$.

$$I_c(z, t) = I_0 \frac{e^{p_1 z_m + p_3} - e^{p_1 z + p_3}}{p_1} - \frac{e^{p_2 z_m + p_4} - e^{p_2 z + p_4}}{p_2} \quad (\text{IV.12})$$

$$\text{avec } \begin{cases} p_1 = \alpha \left(\frac{1}{v} + \frac{1}{c} \right) - \frac{1}{\lambda} \\ p_2 = \beta \left(\frac{1}{v} + \frac{1}{c} \right) - \frac{1}{\lambda} \\ p_3 = -\alpha \left(t + \frac{z-R}{c} \right) \\ p_4 = -\beta \left(t + \frac{z-R}{c} \right) \\ z_m = (t - t_{on} + z/c - R(z)/c) / (1/v + 1/c) \end{cases}$$

La procédure de détermination des paramètres du modèle est la suivante :

- à partir de l'équation IV.9 et du pic initial du champ électrique proche, le courant impulsionnel est calculé pour une vitesse de propagation de 10^8 mètres/seconde.
- le calcul du champ électromagnétique rayonné par le courant impulsionnel est effectué afin de ne conserver que la partie du champ indépendante de cette composante.
- le courant uniforme est alors déterminé à partir de l'équation IV.10.
- le champ électromagnétique rayonné par le courant uniforme est à son tour éliminé du champ total.
- Le champ résultant de ces deux soustractions est dû au courant couronne dont les paramètres peuvent être alors déterminés.

Les résultats fournis par ce modèle sont assez satisfaisants pour le champ électromagnétique rayonné au niveau du sol par un arc-en-retour subséquent. Cependant, quelques points restent problématiques. Ainsi, des calculs et des observations réalisés par Lin et al (1979) et Jordan et Uman (1980) ont montré la nécessité d'apporter des modifications à ce modèle.

Nous présentons les raisons et les caractéristiques du nouveau modèle dans le paragraphe suivant.

IV.1°.b.2.4) Modèle de M.J. Master, M.A. Uman, Y.T. Lin et R.B. Standler : [3, 44]

De nombreuses observations optiques ont montré que le maximum de luminosité émise par la décharge décroît de façon sensible avec l'altitude. Il est donc nécessaire que l'impulsion de courant de claquage fasse de même.

De plus, le modèle de Lin et al donne lieu, lorsque l'impulsion atteint le sommet du canal de décharge, à une inversion du champ, image "miroir" de l'inversion initiale du champ. Cependant, ce phénomène n'est jamais observé pour les arcs subséquents naturels. Or, si

l'impulsion de claquage décroît avec l'altitude, elle sera négligeable au sommet du canal et l'effet d'image "miroir" n'apparaîtra plus dans les champs calculés.

Le modèle de Master et al diffère donc de celui de Lin et al uniquement par la décroissance exponentielle de l'impulsion de claquage en fonction de l'altitude. Le courant de foudre est alors la somme des composantes suivantes :

$$\text{- courant de claquage : } \begin{cases} t = 0 \text{ } \mu\text{s} & I = 0 \\ t = 1 \text{ } \mu\text{s} & I = 3 \text{ kA} \\ t = 1,1 \text{ } \mu\text{s} & I = 14,9 \text{ kA} \\ t = 3,8 \text{ } \mu\text{s} & I = 7,5 \text{ kA} \\ t = 40 \text{ } \mu\text{s} & I = 0 \end{cases} \quad \text{(IV.13)}$$

- courant uniforme égal à 3,1 kiloAmpères,

- courant couronne injecté par mètre de canal :

$$I_0 e^{-\frac{z}{\lambda}} (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad \text{avec } \begin{cases} I_0 = 21 \text{ A/m} \\ \lambda = 1500 \text{ m} \\ \alpha = 10^5 \text{ s}^{-1} \\ \beta = 3.10^6 \text{ s}^{-1} \end{cases} \quad \text{(IV.14)}$$

(la charge neutralisée par ce courant est de 0,3 Coulomb pour une longueur de canal de 7,5 kilomètres)

L'extrémité du canal ne se traduit donc plus par une inversion de polarité du champ. En effet, la partie initiale du champ électromagnétique rayonné est produite par le courant de claquage lorsqu'il est proche du sol et les parties suivantes sont produites par les courants uniforme et couronne, identiques pour les deux modèles. Ce dernier modèle apporte ainsi une amélioration qualitative des champs calculés.

IV.1°.b.2.5) Discussion sur la validité de ces modèles : [45]

Les hypothèses sur lesquelles s'appuient tous ces modèles sont mises en défaut par les observations réalisées sur le phénomène naturel. Ainsi, Idone et Orville montrent en 1982 que la vitesse de propagation de l'onde de courant décroît avec l'altitude et varie rapidement près du sol. De même, en 1983, Jordan et Uman observent que le temps de montée au maximum d'intensité lumineuse émise par l'arc-en-retour augmente avec l'altitude. Ceci tend à prouver que l'onde de courant évolue le long du canal ce qui est impossible si la décharge doit neutraliser la charge totale.

De plus, le canal n'est bien sûr pas vertical. Il est donc nécessaire de chercher d'autres modèles ou tout au moins de préciser l'importance des simplifications utilisées.

En ce qui concerne l'étude de la trajectoire réelle de l'arc-en-retour, R.A. Pearlman [49] a réalisé une évaluation de l'influence de la non-linéarité du canal de décharge. Le modèle utilisé pour le calcul des champs proches est le suivant. Le canal est composé de segments de dix mètres de long dont la direction est obtenue par une fonction aléatoire de moyenne nulle et d'écart-type 45 degrés. Cette trajectoire est étudiée dans un plan car toutes les caractéristiques essentielles du canal peuvent être modélisées en deux dimensions. L'onde de courant est supposée uniforme le long du canal et est définie par l'équation IV.15.

$$\begin{cases} I(t) = 0 & \text{pour } t < \frac{nh}{v} \\ I(t) = I_0 \left(e^{-\alpha \left(t - \frac{nh}{v} \right)} - e^{-\beta \left(t - \frac{nh}{v} \right)} \right) & \text{pour } t \geq \frac{nh}{v} \end{cases} \quad \text{(IV.15)}$$

$$\text{où } \begin{cases} n \text{ est le numéro du segment} \\ v \text{ est la vitesse de propagation de l'onde} \\ h \text{ est la longueur du segment} \end{cases}$$

La procédure de calcul du champ électrique (composantes horizontale et verticale) et du champ magnétique (composante horizontale) est la suivante. A partir de la fonction de Green caractérisant le champ rayonné par un élément infinitésimal de courant dh orienté arbitrairement et parcouru par un courant sinusoïdal, les expressions de champ obtenues sont multipliées par la transformée de Fourier du courant de foudre $I(t)$. Après intégration le long de chaque segment, on effectue la transformée inverse du résultat. Le champ total est alors la superposition du champ rayonné par chaque segment. La conclusion relative à la forme du canal de foudre est que le degré de tortuosité du canal a peu d'influence sur les champs proches rayonnés.

Si nous considérons maintenant le problème posé par la vitesse de propagation de l'onde de courant, les résultats des calculs réalisés pour la déterminer dépendent de la grandeur mesurée sur laquelle est basé le calcul. Ainsi, la vitesse de propagation obtenue à l'aide du modèle de la ligne de transmission et à partir des valeurs crêtes du courant ou du champ rayonné varie entre 0,3 et 0,5 fois la vitesse de la lumière c . Pour Baum (1986), la vitesse de propagation au niveau du sol est très proche de la vitesse de la lumière et cette théorie est confirmée par le fait que, comme les valeurs crêtes des dérivées temporelles du courant, dI/dt , et du champ, dE/dt , ont lieu avant celles du courant I et du champ E , les résultats obtenus à partir des mesures de dI/dt et dE/dt donnent des vitesses proches de c .

Weidman et al (1986) avancent une explication à ce manque de cohérence des résultats des calculs. Deux ondes de courant seraient émises à partir du point de jonction du leader descendant et du leader ascendant, l'une vers le nuage, l'autre vers le sol. Ainsi, si elles ont

même vitesse de propagation et même amplitude, le champ rayonné est deux fois plus intense pendant l'intervalle de temps relativement court que l'onde descendante met à atteindre le sol et à y être absorbée. Il ne reste plus alors qu'une seule onde de courant et le champ rayonné retombe à la valeur prédite par le modèle de la ligne de transmission. Cette hypothèse permet donc d'expliquer les impulsions rapides observées au tout début de la décharge sur les enregistrements de champ rayonné et inexistantes sur ceux du courant. Une autre explication serait possible avec le courant couronne mais celui-ci est trop lent pour produire les impulsions de champ.

Si le concept des deux ondes de courant est accepté, le calcul de la vitesse de propagation à l'aide du modèle de la ligne de transmission nécessite de prendre comme valeur maximale du champ électrique non pas celle de la première impulsion mais celle de l'impulsion suivante plus large et correspondant à une seule onde de courant. Les résultats ainsi trouvés donnent une vitesse de propagation de l'onde ascendante de 0,6 fois c . D'autre part, ne serait-il pas plus juste de tenir compte d'une onde de courant issue de la réflexion sur le sol de l'onde descendante? Toutes ces hypothèses n'ont pour l'instant aucun fondement expérimental mais permettent d'expliquer en utilisant le modèle de la ligne de transmission les formes d'onde de champ mesurées lors d'éclairs déclenchés.

Il apparaît à la lumière des travaux publiés par les équipes de recherche que le modèle de la ligne de transmission ne donne pas entièrement satisfaction malgré toutes les modifications qui lui ont été apportées. C'est pourquoi nous présentons dans les paragraphes suivants d'autres types de modèles.

IV.1°.c) Modèle de la source de courant mobile : [40, 47, 48]

Les nombreux calculs réalisés à l'aide du modèle de la ligne de transmission ont montré l'insuffisance de ce modèle, matérialisée par la différence observée entre les résultats obtenus et les mesures réalisées. C'est la raison pour laquelle F. Heidler propose en 1985 un autre type de modèle. Celui-ci peut être adapté aux décharges positives ou négatives mais les développements ont été effectués sur les plus fréquentes c'est-à-dire les décharges négatives.

IV.1°.c.1) Principe :

En ce qui concerne la phase durant laquelle un précurseur ascendant se développe vers le précurseur par bonds issu du nuage, le modèle physique est équivalent à une source de courant se déplaçant à la vitesse v de la terre vers le nuage. En effet, lorsque le précurseur descendant, identique à un tube plein de charges négatives, progresse par bonds vers la terre, un précurseur ascendant se développe. Le champ à son extrémité est si intense que des porteurs de charge sont créés par collision ou photo-ionisation et, accélérés par le champ, ils sont à l'origine du courant modélisé (Cf figure IV.4). La vitesse de propagation résulte de ces processus d'ionisation.

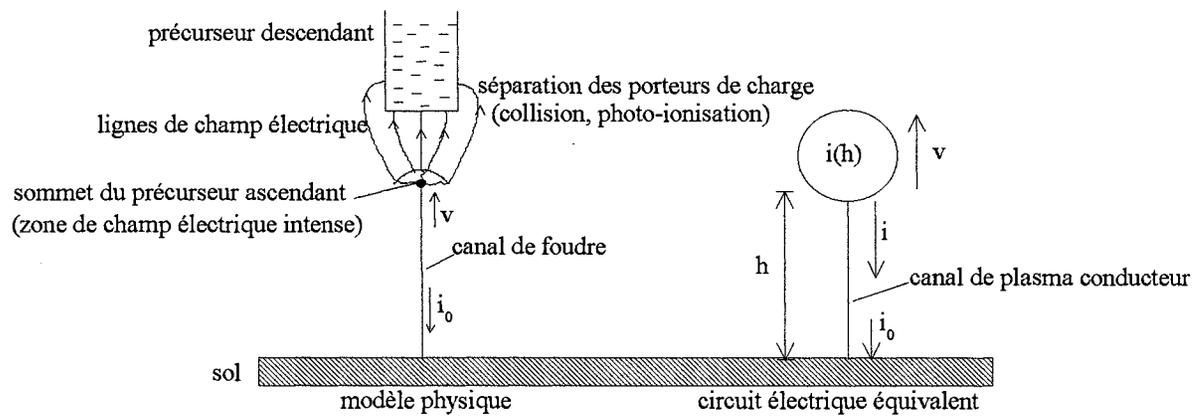


figure IV.4 : principe du modèle de la source de courant mobile

Le canal de foudre est, quant à lui, considéré comme un métal conducteur (vitesse de propagation c) vu son haut degré d'ionisation. Lorsque la connexion entre les deux précurseurs est réalisée, le précurseur descendant se décharge le long du canal de foudre jusqu'à la terre. Un courant apparaît donc que l'on modélise par une source de courant se propageant à la vitesse v . Ainsi, les deux phases de la décharge sont modélisées par le même circuit électrique équivalent.

IV.1°.c.2) Hypothèses et équations :

Le modèle de la source de courant mobile s'appuie sur les hypothèses suivantes. Tout d'abord, le canal de décharge est supposé être une ligne de transmission idéale (conductivité constante et réelle, vitesse de propagation égale à la vitesse de la lumière c). Ensuite, la terre est considérée comme un plan conducteur idéal. De plus, les réflexions du courant au point d'impact ne sont pas prises en compte. Enfin, le courant au point d'impact est connu.

Le champ électromagnétique rayonné par un conducteur idéal traversé par une impulsion de courant au-dessus d'un plan infiniment conducteur est composé d'un terme électrostatique E_0 , d'un terme induit (E_i, H_i) et d'un terme rayonné (E_{di}, H_{di}). C'est la somme des contributions des dipôles élémentaires de longueur dz parcourus par le courant $i(z,t)$ (Cf figure IV.5). En effet, la mise en équation du modèle se fait à partir des mêmes équations de départ que pour le modèle de la ligne de transmission. La différence se situe au niveau de l'intégration des champs rayonnés par les dipôles élémentaires comme nous allons le voir par la suite.

Les champs élémentaires sont donnés par les équations IV.16 (page suivante).

La discontinuité de $i(z,t_x)$ en $z=h_x$ introduit un terme supplémentaire pour les composantes rayonnées, lié au fait que la source de courant se déplace. On obtient ainsi les expressions finales du champ rayonné données par les équations IV.17 (page suivante).

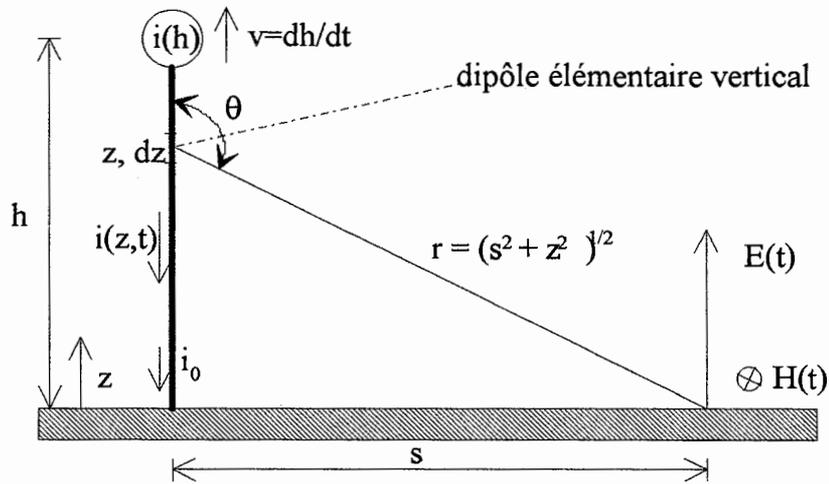


figure IV.5 : modèle de la source de courant mobile

$$\left. \begin{aligned}
 dE_Q(r, \theta, t) &= -\frac{dz}{2\pi \epsilon_0} \frac{2 - 3\sin^2\theta}{r^3} \int_0^{t_x} i(z, \tau) d\tau \\
 dE_i(r, \theta, t) &= -\frac{dz}{2\pi \epsilon_0} \frac{2 - 3\sin^2\theta}{c r^2} i(z, t_x) \\
 dE_{di}(r, \theta, t) &= \frac{dz}{2\pi \epsilon_0} \frac{\sin^2\theta}{c^2 r} \frac{\partial i}{\partial t}(z, t_x) \\
 dH_i(r, \theta, t) &= -\frac{dz}{2\pi} \frac{\sin\theta}{r^2} i(z, t_x) \\
 dH_{di}(r, \theta, t) &= -\frac{dz}{2\pi} \frac{\sin\theta}{c r} \frac{\partial i}{\partial t}(z, t_x)
 \end{aligned} \right\} \quad (IV.16)$$

$$\text{avec } \begin{cases} t_x = t - \frac{r}{c} \\ i(z, t_x) = \begin{cases} i_0 \left(t_x + \frac{z}{c} \right) & \text{si } z \leq h_x \\ 0 & \text{si } z > h_x \end{cases} \\ h_x, \text{ altitude à laquelle l'observateur voit la source à l'instant } t \end{cases}$$

$$\begin{aligned}
 E(t) &= \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \left[\int_0^{h_x} \frac{3\sin^2\theta - 2}{r^3} \int_{\frac{z-r}{c}}^{t_m} i_0(\tau) d\tau dz + \int_0^{h_x} \frac{3\sin^2\theta - 2}{cr^2} i_0(t_m) dz \right. \\
 &\quad \left. + \int_0^{h_x} \frac{\sin^2\theta}{c^2 r} \frac{\partial i_0}{\partial t}(t_m) dz + \frac{s^2}{c^2} \frac{v_x i_0(t_{m/h})}{(s^2 + h_x^2)^{3/2}} \right] \\
 H(t) &= -\frac{1}{2\pi} \left[\int_0^{h_x} \frac{\sin\theta}{r^2} i_0(t_m) dz - \int_0^{h_x} \frac{\sin\theta}{cr} \frac{\partial i_0}{\partial t}(t_m) dz \right. \\
 &\quad \left. - \frac{s}{c} \frac{v_x i_0(t_{m/h})}{s^2 + h_x^2} \right] \\
 \text{où } &\begin{cases} t_m = t_x + \frac{z}{c} \\ t_{m/h} = t - \frac{\sqrt{h_x^2 + s^2}}{c_0} + \frac{h_x}{c_0} \\ v_x = \left. \frac{dh_x}{dt} \right)_{h_x} \end{cases}
 \end{aligned} \tag{IV.17}$$

L'expression de l'onde de courant est choisie de telle façon qu'elle soit deux fois dérivable et que l'instant où $d^2i_0/dt^2 = 0$, $(i_0)_{\max}$, $(di_0/dt)_{\max}$ ainsi que le temps de décroissance puissent être fixés indépendamment. Une expression analytique est donc préférable et le choix s'est porté sur l'équation IV.18 :

$$i_0(t) = \frac{\hat{i}}{\eta} \frac{k^n}{k^n + 1} e^{-t/\tau} \tag{IV.18}$$

avec $\begin{cases} k = \frac{t}{t_1} \\ \eta, \text{ facteur correctif de } \hat{i} \end{cases}$

Les paramètres du courant sont ajustés suivant l'arc-en-retour auquel on s'intéresse. Le tableau IV.2 donne les valeurs utilisées pour la comparaison réalisée avec le modèle de la ligne de transmission.

	n	\hat{i} en kA	t_1 en μ s	v en m/ μ s	τ en μ s
1 ^{er} arc-en-retour	10	30	3	100	100
arc subséquent	8	12	0,5	200	100

tableau IV.2 : valeurs des paramètres du courant utilisés

IV.1°.c.3) Résultats et comparaison avec le modèle de la ligne de transmission :

F. Heidler a réalisé des calculs à l'aide de son modèle dans le but de faire une comparaison fondamentale avec le modèle de la ligne de transmission. Il a donc choisi une vitesse de propagation constante. Les résultats obtenus dans ces conditions sont meilleurs avec le modèle de la source de courant progressive. En effet, l'onde de courant peut se propager à la vitesse de la lumière alors que la source de courant se déplace plus lentement. Le pic initial du champ proche (dérivée bipolaire) ainsi que l'inversion de polarité des champs lointains sont bien reproduits. Les figures IV.6 et IV.7 donnent les formes d'onde obtenues.

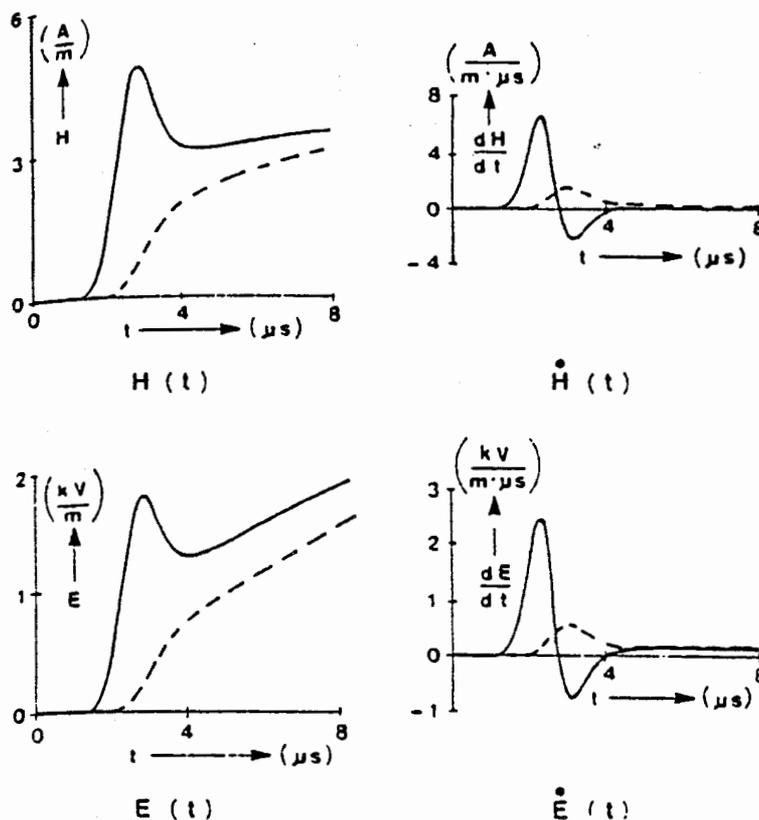


figure IV.6 : Champ électromagnétique rayonné par le premier arc-en-retour d'après les modèles de la ligne de transmission (courbes en trait pointillé) et de la source de courant mobile (courbes en trait continu)

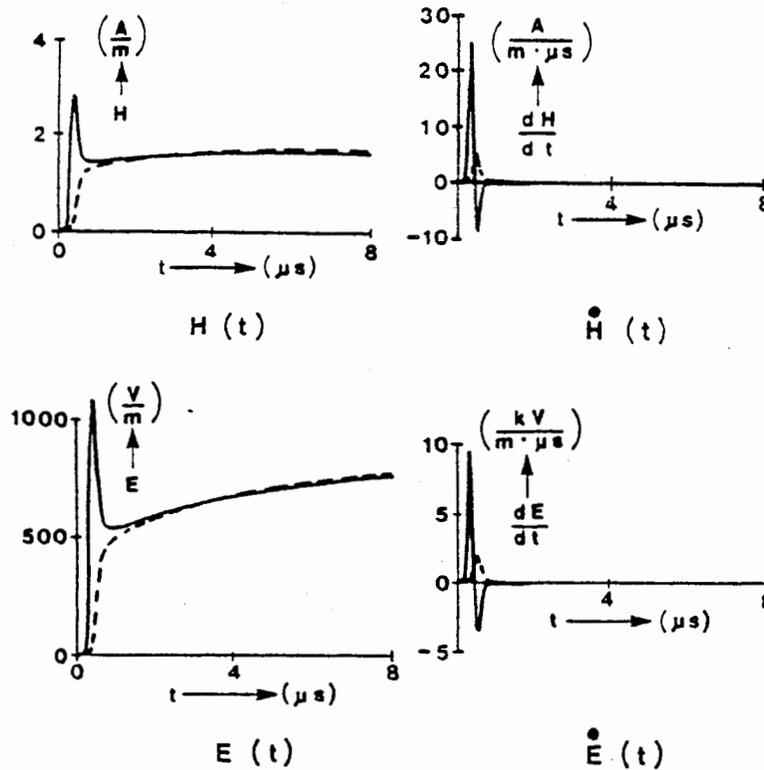


figure IV.7 : Champ électromagnétique rayonné par un arc subséquent d'après les modèles de la ligne de transmission (courbes en trait pointillé) et de la source de courant mobile (courbes en trait plein)

Il est possible de déterminer les différences fondamentales existant entre les deux modèles. Le tableau IV.3 en fait le résumé (page suivante).

D'après F. Heidler, son modèle peut être amélioré à l'aide de nouvelles mesures de foudre naturelle, en considérant d'autres paramètres tels que la résistance transitoire du sol.

D'autre part, une application de ce modèle a été réalisée dans le domaine fréquentiel [48]. Ceci apporte certains avantages spécialement dans l'étude du couplage entre l'onde de foudre et des câbles.

modèle	source de courant mobile	ligne de transmission
modèle physique de la distribution de courant		
circuit équivalent	déplacement de la source de courant	propagation de l'onde de courant
écoulement du courant	du canal de foudre vers la terre	de la terre vers le canal de foudre
source du courant de foudre	source de courant se déplaçant à la vitesse v de la terre vers le nuage	source de courant fixe au point d'impact de la décharge
vitesse de propagation le long du canal de foudre	c, dans le sens contraire à v	v
vitesse de développement du canal de foudre	quelconque	identique à la vitesse de propagation le long du canal de foudre
relation entre $i_0(t)$ et $i(z,t)$	$i(z,t) = i_0(t + z/c)$	$i(z,t) = i_0(t + z/v)$, v constante
altitude du canal de foudre	déterminée par la vitesse v et la durée du courant	indéfinie
variation du champ électrostatique	dépendant de la charge du canal de foudre	indépendant

tableau IV.3 : résumé des différences existant entre le modèle de la ligne de transmission et le modèle de la source de courant mobile

IV.2°) Les autres modèles :

D'autres modèles, dont les principes sont moins communs, sont proposés dans la littérature. Nous en donnons ici quatre, à titre d'exemple et par ordre chronologique.

IV.2°.a) Modèle de R.E. Lefferts (1978) : [49]

La base de ce travail repose sur une étude statistique des données existantes sur la foudre dans la mesure où leur précision n'est pas trop faible. La simulation se fait à l'aide du modèle de Bruce et Golde et par la donnée d'un nombre aléatoire pour chaque paramètre de l'arc-en-retour. Bien sûr, ce nombre est choisi dans les limites entre lesquelles varie le paramètre considéré, d'après les observations réalisées sur le phénomène. Le nombre d'arcs-en-retour, la valeur crête de courant (i_p), le temps de montée de 10 à 100% du courant (t_p), le temps à 50% (t_2), la longueur de l'arc-en-retour l et la vitesse de propagation de l'arc-en-retour sont ainsi déterminés. La vitesse de propagation de l'onde v_0 et la valeur crête du courant i_p sont liées par l'équation de Wagner (1963) :

$$i_p = \frac{k v_0^2}{\ln\left(\frac{2y}{b}\right) - v_0^2 \ln\left(\frac{2y}{a}\right)} \quad (\text{IV.19})$$

où a, b, y sont des distances liées à la distribution de charge

k est l'énergie par unité de longueur, définie par des mesures en laboratoire.

Le modèle analytique utilisé est défini par l'équation IV.20 qui fournit l'expression du champ électrique vertical à la distance r du canal de décharge et au-dessus de la terre supposée plane et infiniment conductrice.

$$E(t) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{r^3} \int m(t) dt + \frac{m(t)}{r^2 c} + \frac{m'(t)}{r c^2} \right] \quad (\text{IV.20})$$

$$\text{où } m(t) = 2 l(i) i(t)$$

Les expressions de $i(t)$ et $l(t)$ sont déterminées à partir du modèle de Bruce et Golde :

$$i(t) = i_0 (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad (\text{IV.21})$$

$$v(t) = v_0 e^{-\gamma t} \quad (\text{IV.22})$$

On a ainsi :

$$m(t) = \frac{2 i_0 v_0}{\gamma} (1 - e^{-\gamma t}) (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad (\text{IV.23})$$

Le passage des données statistiques aux paramètres du modèle se fait à l'aide des équations IV.24 et de résolutions numériques.

$$\left. \begin{aligned} t_p &= \frac{\ln \frac{\beta}{\alpha}}{\beta - \alpha} \\ i_p &= i_0 \left[\left(\frac{\beta}{\alpha} \right)^{-\frac{\alpha}{\beta - \alpha}} - \left(\frac{\beta}{\alpha} \right)^{-\frac{\beta}{\beta - \alpha}} \right] \\ \frac{1}{2} &= \frac{e^{-\alpha t_2} - e^{-\beta t_2}}{e^{-\alpha t_p} - e^{-\beta t_p}} \end{aligned} \right\} \quad \text{(IV.24)}$$

Afin de tenir compte de la conductivité finie de la terre et de sa forme sphérique sur la propagation de l'onde de champ, on utilise un facteur de correction fréquentiel et le champ définitif temporel est obtenu à l'aide d'une transformation de Fourier inverse discrétisée.

Ce modèle simple donne des résultats bien sûr limités mais suffisants à fréquence faible et distance élevée.

Environ 11000 arcs-en-retour ont été simulés de cette manière. Les résultats obtenus sont conformes à ceux issus des mesures sauf ceux concernant la valeur crête du courant et la vitesse de propagation de l'arc-en-retour. Cependant, pour l'auteur, les différences observées ne sont pas le fait du modèle mais des instruments de mesure qui sous-estiment les grandeurs étudiées. D'autre part, l'importance du facteur de correction de l'onde de sol et de la bande passante des appareils de mesure sur les caractéristiques de l'onde champ est aussi largement soulignée. En particulier, le modèle a pu déterminer l'influence des conditions de propagation sur l'onde atmosphérique. Enfin, l'auteur n'écarte pas la possibilité d'améliorer ce modèle en utilisant la modélisation du courant de foudre de Uman et Mac Lain par exemple.

IV.2°.b) Calcul utilisant la méthode des éléments finis (1985) : [50]

Le calcul du champ magnétique rayonné par la foudre à l'aide des éléments finis s'inscrit dans un vaste programme d'étude de la physique de la foudre. Le modèle empirique de l'arc-en-retour est utilisé : le canal de décharge long de trois kilomètres est divisé en 25 segments, la terre est supposée infiniment conductrice (l'image électrique du canal est donc prise en compte), le courant décroît avec l'altitude et la vitesse de propagation est constante.

La méthode des éléments finis utilisée est la formulation différentielle, plus adaptée au problème que la formulation intégrale. En effet, les matrices obtenues sont moins pleines, le champ peut être calculé en plusieurs points et il est possible d'étendre la résolution au cas d'un canal de décharge tortueux.

A partir des équations de Maxwell, l'équation IV.25 est formée et sa résolution réalisée à chaque pas de temps et sur chaque triangle du maillage (la méthode de résolution utilisée est celle des "gradients préconditionnés conjugués" ou des "résolveurs frontaux").

$$\nabla A_z - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 A_z}{\partial t^2} = - \mu J_0 \tag{IV.25}$$

où A_z est la composante verticale du potentiel vecteur \vec{A}

J_0 est $\left\{ \begin{array}{l} \text{le courant de foudre dans le canal} \\ \text{nul à l'extérieur du canal} \end{array} \right.$

Deux modèles de courant de foudre ont été utilisés : celui de Bruce et Golde avec les expressions IV.26 du courant et de la vitesse de propagation, et le modèle de Lin et al avec les trois composantes du courant.

$$\left. \begin{array}{l} I(t) = I_0 (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) + I_1 (e^{-\delta t} - e^{-\varepsilon t}) \\ v(t) = v_0 e^{-\gamma t} \end{array} \right\} \tag{IV.26}$$

Les calculs ont été limités en durée à deux heures. Les résultats obtenus sont conformes avec les mesures réalisées. Même le modèle de Bruce et Golde utilisé pour l'onde de courant donne une forme d'onde du champ magnétique en accord avec les mesures. En particulier, on retrouve un front de montée concave (Cf figure IV.8).

Les calculs devaient se poursuivre avec la simulation d'un canal tortueux. D'autre part, ce modèle présente l'avantage de pouvoir calculer les grandeurs à l'intérieur du canal de décharge. Il serait de ce fait possible de déterminer les forces présentes au sein de ce canal.

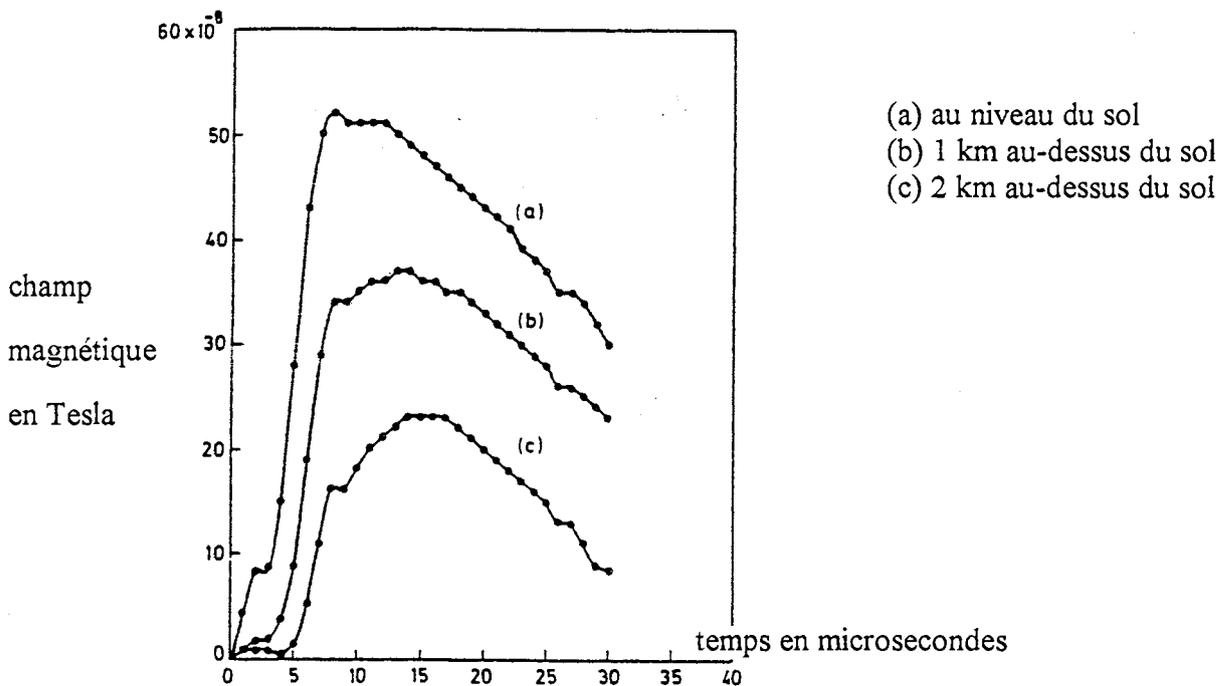


figure IV.8 : champ magnétique à 1,6 km de la décharge

IV.2°.c) Modèle de l'arc subséquent de P. Hubert (1985) : [51]

Ce nouveau modèle est très proche de celui de Lin et al mais il comporte les avantages suivants : la prévision du champ électromagnétique rayonné par la descente du "précurseur continu" ainsi que la prise en compte de la tortuosité du canal de décharge sont possibles. Par contre, il est à ce stade très simplifié et des modifications sont nécessaires pour le rendre tout à fait satisfaisant.

Le choix des arcs-en-retour subséquents est dû au fait que les observations ont montré qu'arcs subséquents naturels et déclenchés étaient identiques et donc il existe une importante banque de données expérimentales.

Le principe du modèle repose sur les hypothèses communes de terre plane et infiniment conductrice, de diamètre du canal assez faible pour repérer les points de canal par l'abscisse curviligne s . A partir des équations de Maxwell, on obtient les formules IV.27.

$$\left. \begin{aligned} \Phi(t) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{\text{canal}} \frac{\lambda\left(s, t - \frac{R}{c}\right)}{R} ds \\ \bar{A}(t) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\text{canal}} \frac{I\left(s, t - \frac{R}{c}\right)}{R} d\bar{s} \end{aligned} \right\} \quad \text{(IV.27)}$$

A chaque pas de calcul, la densité linéique de charge λ est déterminée à partir du courant I et vice versa grâce à la conservation de la charge qui s'écrit suivant l'équation IV.28.

$$\frac{\partial \lambda}{\partial t} = - \frac{\partial I}{\partial s} \quad \text{(IV.28)}$$

Après avoir défini les bases théoriques, il est nécessaire de caractériser le modèle utilisé pour simplifier le phénomène physique. En ce qui concerne le "précurseur continu", on considère que la charge négative Q est initialement concentrée en un point du sommet du canal $s = s_T$. Lors de la descente, la charge s'étend de façon à ce que la densité ait une distribution exponentielle :

$$\lambda = \frac{Q e^{-s/L}}{L (e^{-s_1/L} - e^{-s_T/L})} \quad \text{(IV.29)}$$

où L est une longueur caractéristique

s_1 caractérise l'extrémité inférieure du leader ($\lambda=0$ si $s < s_1$)

Soit t_L , l'instant où le leader atteint le sol. Entre t_L et l'instant où l'arc-en-retour rejoint le point considéré, un courant s'écoule et décroît exponentiellement avec une constante de temps qui respecte la continuité de I et de dI/dt en $t=t_L$.

Pour ce qui est de l'arc-en-retour, des sources de courant réparties débitent un courant négatif qui se propage vers le sol à la vitesse de la lumière dès son passage devant elles. Ce courant est défini par l'équation IV.30.

$$dI = \frac{\lambda_0}{\tau} e^{-\Delta t/\tau} ds \quad (\text{IV.30})$$

où λ_0 est la densité de charge existant lors de l'arrivée de l'arc en s (c'est la charge déposée par le leader et modifiée par le courant de la phase "précurseur continu").

τ est une constante de temps ajustable.

Δt est le temps qui s'écoule entre le passage de l'arc-en-retour et l'instant où l'on considère le point s.

Le courant d'arc-en-retour est aussi formé du courant réfléchi au sommet du canal de décharge et qui se propage à la vitesse de la lumière vers le sol. Il est déterminé de la même façon que le courant du "précurseur continu".

Les résultats de ce modèle conduisent à certaines interrogations. Ainsi, en ce qui concerne la forme d'onde du courant, une bonne concordance entre mesures et calculs du temps à mi amplitude est obtenue en ajustant la longueur caractéristique L . Par contre, le temps de montée est plus court par le calcul. Une des explications avancées est que τ a été choisi trop faible.

Pour ce qui est du champ magnétique, l'accord entre mesures et calculs est bon pour les formes d'onde. La montée lente qui précède le pic de champ et qui est due au courant du "précurseur continu" avant qu'il atteigne le sol, est retrouvée. Mais du point de vue quantitatif, les valeurs calculées sont plus fortes que celles mesurées ce qui peut s'expliquer par la conductivité non uniforme du sol.

Le champ électrique calculé est relativement semblable au champ mesuré si on considère les formes d'onde. On retrouve bien la croissance du champ négatif due à la charge négative transportée par le "précurseur continu" puis le retour à la valeur initiale avec l'écoulement des charges dans le sol. Mais, le retour à la valeur initiale est plus long pour les calculs et l'amplitude 3,7 fois plus importante.

L'auteur explique ces différences par la non-prise en compte d'un phénomène observé lors de mesures réalisées en août 1981 au Nouveau-Mexique. Parmi les mesures de courant et de rayonnement, des mesures optiques ont fait apparaître la présence d'un streamer ascendant rejoignant le leader descendant à environ 20 mètres du sol. Ce streamer n'a pu être intégré au modèle contrairement à la tentative de Weidman et al (Cf IV.1°.b.2.5).

IV.2°.d) Modèle de V. Cooray (1989) : [52]

Ce modèle est destiné à prévoir le comportement temporel du courant d'arc-en-retour et de la vitesse de propagation en fonction de l'altitude le long du canal de décharge. Il s'applique aux arcs-en-retour subséquents.

Le "précurseur continu" dépose des charges le long du canal au cours de sa propagation le long du noyau central du canal. Du fait du champ radial élevé, ces charges s'écartent et donnent naissance à un écran couronne. Au point de contact entre le "précurseur continu" et le sol, toutes les charges sont concentrées sur le noyau central et à cause de l'écran couronne la densité de charge du noyau décroît rapidement avec l'altitude. Lorsque l'arc-en-retour se propage le long du canal, les charges du noyau central et de l'écran couronne s'évacuent dans le front de l'arc-en-retour. Ce déplacement de charges est à l'origine des composantes de courant qui se propagent ultérieurement vers le sol dans le canal de décharge hautement conducteur. Le courant total à une altitude quelconque est dû à la somme des courants d'écran et de noyau situés au-dessus de cette altitude. Comme la charge du noyau décroît rapidement avec l'altitude, l'amplitude du courant de noyau est supposée décroître de la même façon avec l'altitude. La charge de l'écran couronne s'évacue vraisemblablement à l'aide de streamers radiaux issus du noyau central hautement conducteur. La durée du courant d'écran est prise égale au temps pendant lequel les streamers se propagent dans la région de charges d'espace. Les courants de noyau et d'écran, injectés au niveau du front de l'arc-en-retour sont supposés décroître exponentiellement avec le temps. La vitesse de propagation de l'arc-en-retour le long du canal est calculée en fonction des paramètres du courant, de la pression et de la température du canal. La charge par unité de longueur étant connue à l'extrémité du leader (sol), le modèle est capable de calculer le profil de la vitesse de propagation le long du canal, les variations spatiales et temporelles du courant et les champs électromagnétiques rayonnés. La variation de cette charge par unité de longueur permet d'étudier les relations existant entre les différents paramètres de la décharge (courant, vitesse, champ rayonné).

La simulation à l'aide de ce modèle conduit aux résultats suivants :

- la vitesse de propagation de l'arc-en-retour dépend de la valeur crête du courant au niveau du sol : si $10 < I_{\text{crête}} < 30$ kiloAmpères alors $2,4 \cdot 10^8 < v < 2,7 \cdot 10^8$ mètres/seconde.
- la valeur crête du champ électrique rayonné (respectivement, de la dérivée du champ électrique rayonné) varie linéairement avec celle du courant (respectivement, de la dérivée du courant) au niveau du sol.
- la valeur crête de la dérivée du champ électrique (respectivement, de la dérivée du courant au niveau du sol) croît linéairement avec celle du champ électrique (respectivement, du courant au niveau du sol).

Toutes ces affirmations sont confirmées par les mesures.

D'autre part, il a été observé que l'onde courant au niveau du sol est fondamentalement différente de celle du champ lointain : le temps de montée du champ rayonné est plus court que celui de l'onde de courant; la largeur du pic initial est plus faible pour le champ par rapport à celle de l'onde de courant; le pic subséquent est plus marqué sur l'onde de champ que sur celle de courant.

IV.2°.e) Conclusion : [62]

Comme le montre l'ensemble de ces articles, aucun modèle n'est complètement satisfaisant. De plus, les hypothèses de départ sont souvent limitatives. Ainsi, si on prend l'exemple concernant le sol supposé de conductivité infinie, il apparaît que cette hypothèse simplifie grandement les calculs de champ rayonné. En effet, selon [53 et 54], lorsque le dipôle de longueur dl se situe à une hauteur h au-dessus du sol de conductivité σ et de permittivité ϵ_r , il faut ajouter au champ fréquentiel primaire, dû au dipôle et à son image électrique, un terme de correction U défini par l'équation IV.31 et appelé intégrale de Sommerfeld.

$$U = \int_0^{\infty} \frac{e^{-u_2(h-z)}}{\gamma_1^2 u_2 + \gamma_2^2 u_1} J_0(\lambda r) \lambda^2 d\lambda \tag{IV.31}$$

où $u_j = \sqrt{\lambda^2 + \gamma_j^2}$

γ_2, γ_1 constantes de propagation dans l'air et le sol.

J_0 , fonction de Bessel de première espèce d'ordre 0.

Les calculs réalisés montrent que, si seules les 500 premières nanosecondes sont observées, la déformation du front de montée de l'onde de champ se fait sentir pour $\sigma < 1$ Siemens/mètre, en considérant que tous les éléments rayonnant se situent à l'interface air/sol. Le champ électrique est alors approché par la formule suivante :

$$E(t) = \frac{\mu_0}{2\pi r} I_0 v R(t) \tag{IV.32}$$

$$\text{avec } \left\{ \begin{array}{l} R(t) = 1 - e^{-x^2} + 2 \frac{\beta}{t} (1 + \epsilon_r) J(x) \\ x = \frac{t}{2\alpha} \\ J(x) = x^2 (1 - x^2) e^{-x^2} \\ \alpha = \sqrt{\frac{r}{2\sigma\mu c^3}} \\ \beta = \frac{1}{\sigma\mu c^2} \end{array} \right.$$

La prise en compte des irrégularités de la surface de la terre [55, 56, 57] conduit à encore plus de calculs. A partir du vecteur de Hertz, une équation intégrale bidimensionnelle est formée puis réduite à une intégrale simple par la méthode de la phase stationnaire. Malgré toutes ces équations les résultats obtenus ne sont pas satisfaisants sur tout le domaine spatial ou fréquentiel.

Face à ces problèmes de représentativité des modèles, nous avons choisi de nous centrer sur notre objectif de caractérisation des phénomènes électromagnétiques induits. Nous n'avons donc pas besoin d'un modèle décrivant avec précision le phénomène physique mais d'un modèle qui puisse nous renseigner sur les valeurs des signaux induits. Aussi, nous avons décidé d'étudier les trois modèles principaux de la loi d'Ampère, de la ligne de transmission et de la source de courant mobile en fonction de leurs paramètres de modélisation du phénomène foudre. Notre but est alors de définir quel est le modèle qui donne les résultats les meilleurs en un minimum de temps et de complexité. Le critère de "meilleurs résultats" est bien sûr ramené à notre objectif et nous n'avons pas besoin d'une précision parfaite. Cette étude est présentée dans le cadre du chapitre V.

Nous passons maintenant à la présentation du rayonnement électromagnétique produit par les précurseurs de la foudre qui peut être très gênant pour les activités humaines non pas à cause des puissances mises en oeuvre mais à cause des fréquences élevées des phénomènes induits.

IV.3°) Modélisation des précurseurs par bonds :

IV.3°.a) Caractérisation du rayonnement des précurseurs par bonds : [7, 8, 10, 58, 59, 60, 61]

L'étude du rayonnement électromagnétique des précurseurs par bonds s'inscrit dans l'analyse du rayonnement UHF-VHF de l'éclair. Cependant, la progression du précurseur n'est pas la seule responsable de ces émissions haute fréquence. La figure IV.9 [58] traduit l'évolution du champ électrique et de l'activité VHF avant l'occurrence d'une décharge de foudre ce qui permet de définir la part de chaque phase de l'initiation de la décharge.

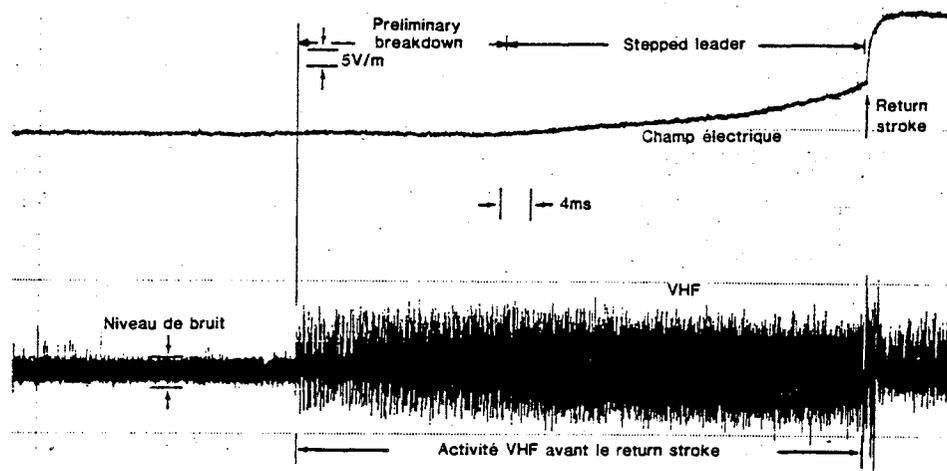


figure IV.9 : activité VHF et champ électrique enregistrés simultanément pendant l'initiation d'un éclair nuage/sol situé à peu près à 20 kilomètres de la station de réception

Il apparaît que l'éclair est précédé d'une activité intranuage intense donnant lieu aussi à des émissions VHF. Cette phase est formée d'associations de processus élémentaires, de durée caractéristique de 10 nanosecondes, qui semblent dus à la création de canaux ionisés s'étendant sur une dizaine de mètres et pouvant avoir lieu en des points très éloignés les uns des autres (quelques kilomètres). Puis les impulsions se rapprochent dans le temps ce qui tend à prouver que les processus se concentrent vers un même point, lieu de la charge qui sera neutralisée par le précurseur, et donnent naissance au précurseur. Vient ensuite la propagation du précurseur qui provoque des sauts de champ associés à des paquets d'impulsions VHF.

La figure IV.10 [8] présente un exemple d'enregistrement des variations du champ électrique et de sa dérivée lors d'un pas du précurseur.

En ce qui concerne l'induction magnétique [13], l'activité VHF se déroule selon le schéma suivant :

- 500 millisecondes avant le premier arc-en-retour :

impulsions intranuages unipolaires toutes les 500 microsecondes, d'amplitude $15 \cdot 10^{-8}$ Tesla.

- 200 millisecondes avant le premier arc-en-retour :
impulsions intranuages bipolaires toutes les 5 microsecondes, d'amplitude $20 \cdot 10^{-9}$ Tesla.
- 10 millisecondes avant le premier arc-en-retour :
impulsions unipolaires toutes les 10 microsecondes, d'amplitude $50 \cdot 10^{-9}$ Tesla, correspondant aux bonds du précurseur.

La figure IV.11 [13] présente la forme de ces variations.

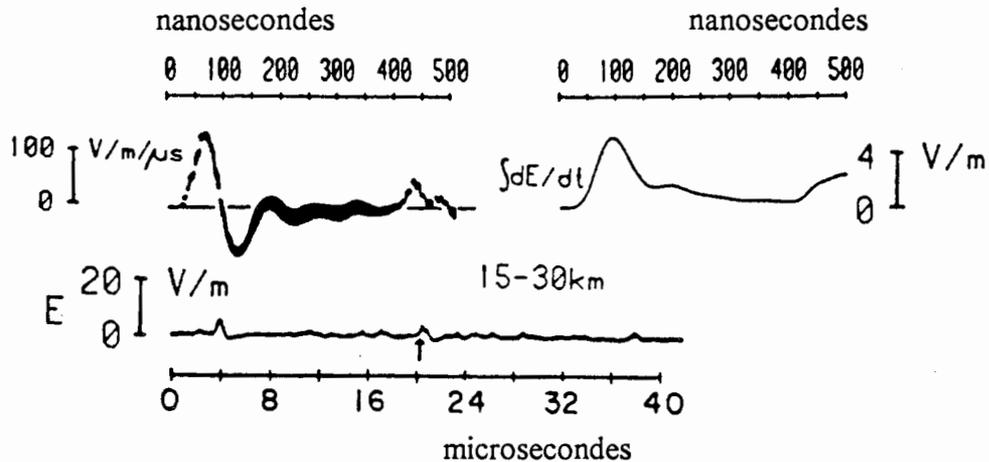


figure IV.10 : signal rapide produit par le pas du précurseur

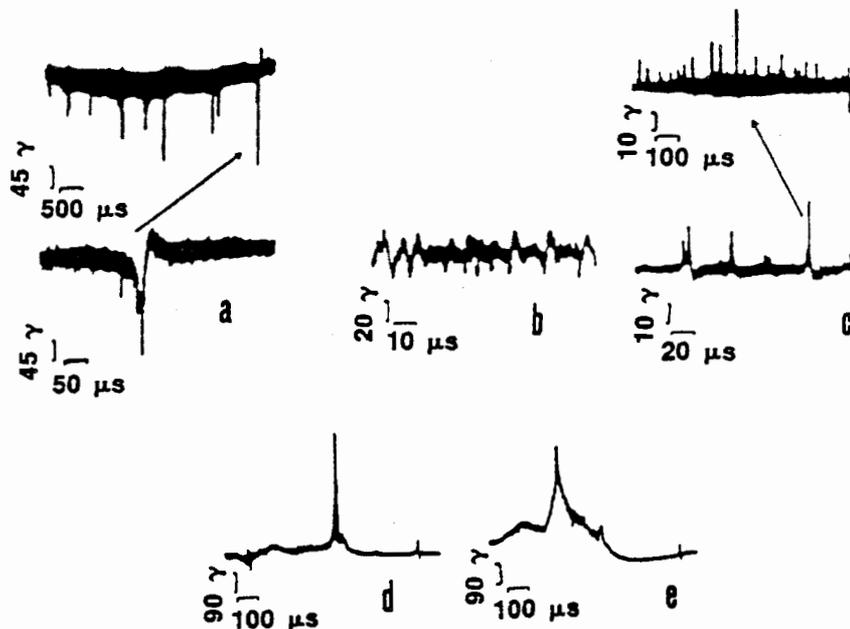


figure IV.11 : signaux de champ magnétique enregistrés au cours d'un éclair naturel :
(a) impulsions intranuages, 500 ms avant le premier arc-en-retour; (b) impulsions intranuages bipolaires, 200 ms avant le premier arc-en-retour; (c) impulsions unipolaires liées au précurseur par pas précédant le premier arc-en-retour; (d) et (e) signatures du champ magnétique rayonné par le premier et le troisième arcs-en-retour ($1 \gamma = 10^{-9}$ Tesla)

IV.3°.b) Phénoménologie des phases impulsionnelles du précurseur par bonds négatif : [61]

L'initiation d'une décharge de foudre peut se décomposer en une succession de deux phases principales représentant un bond du précurseur.

La première phase correspond à une phase d'attente à faible courant. La chronologie suit le schéma suivant :

- $t = T_{ri}$:

$i^{\text{ème}}$ réillumination du canal; le champ électrique est faible dans le canal et le champ axial est de l'ordre de 11,2 kV dans la région des streamers négatifs.

- $T_{ri} < t < T_{\alpha}$:

progression du leader froid négatif L_f ; le champ augmente dans le canal, diminue dans la région des streamers négatifs.

- $t = T_{\alpha}$:

apparition du stem spatial au point correspondant à l'avancée maximale des streamers négatifs au temps $t=T_{ri}$.

- propagation rétrograde de streamers positifs vers l'extrémité avançante du leader froid négatif.

- propagation bidirectionnelle d'un leader lent (quelques cm/ μ s) : leader spatial.

- allumage répétitif de petits streamers positifs et négatifs en avant de l'extrémité négative du leader spatial.

- $T_{\alpha} < t < T_{ri+1}$:

le champ à l'intérieur des streamers positifs augmente et par conséquent, la célérité du leader négatif ainsi que celle de l'extrémité positive du leader spatial augmentent.

- $t = T_{ri+1}$:

jonction du leader négatif et du leader spatial.

La seconde phase consiste en une réillumination à fort courant :

- au point de jonction des deux leaders froids, un stem spatial chaud se développe.

- lorsque le champ entre les deux leaders atteint le niveau du champ disruptif de l'air (environ 28 kiloVolts/mètre) la réillumination a lieu.

- il y a alors propagation d'un leader spatial chaud : la région à fort champ du stem spatial chaud se scinde en deux régions d'arc transitoire se propageant en sens contraire et reliées entre elles par un canal de leader chaud à faible champ (200 Volts/mètre).

- lorsque l'extrémité négative du leader chaud a parcouru la totalité du leader spatial froid, on assiste à la naissance des streamers négatifs (vitesse de croissance des streamers constante et égale à environ $2 \cdot 10^7$ mètres/seconde).

A chaque bond du précurseur, une impulsion hyperfréquence de durée invariante d'environ 10 nanosecondes, est émise, simultanément à l'impulsion lumineuse, qui est elle de durée plus longue (durée supérieure à 400 nanosecondes et qui augmente avec l'ordre d'apparition de la réillumination), avec un retard d'autant plus grand que l'ordre d'apparition est grand. L'origine de ce rayonnement est une onde acoustique ionique issue du plasma en déséquilibre de température et parcouru par un courant intense (quelques 100 Ampères), situé dans la région d'arc transitoire. Le rayonnement reste prisonnier du plasma tant qu'il n'est pas en contact direct avec un corps métallique en guise d'antenne émissive. Dans le cas d'étincelle de laboratoire, c'est l'électrode haute tension qui joue ce rôle. Ceci explique le retard croissant de l'impulsion hyperfréquence.

IV.3°.c) Modèles : [58, 59, 62]

IV.3°.c.1) Modèle de J.P. Moreau : [61]

Le modèle proposé par J.P. Moreau repose sur les hypothèses suivantes : des phénomènes identiques à ceux du claquage se produisent à l'extrémité du canal et en chaque branchement de celui-ci. Ces microdécharges ou transitions entre milieu ionisé et milieu non-ionisé donnent lieu à une impulsion primaire. La fréquence des impulsions ainsi émises est liée à la nature (eau, glace, aérosols, ...) et à la densité des charges concernées. Les transitions sont modélisées par des zones où un courant de forme impulsionnelle prend naissance. L'évolution du courant dans la zone ionisée donnant naissance au canal est à l'origine du champ UHF rayonné. On applique alors le modèle de Bruce et Golde à cette zone, soit :

$$I(z,t) = I(t) = I_0 (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \tag{IV.33}$$

En supposant que l'observateur est loin par rapport à la longueur d'onde d'observation, on obtient les champs électromagnétiques rayonnés définis par les équations IV.34 pour une impulsion.

$$\left. \begin{aligned} B_\phi(t) &= \frac{\mu_0 z}{2\pi R c} \frac{dI}{dt} \left(t - \frac{R}{c} \right) \\ E_z(t) &= \frac{z \sin^2 \theta}{4\pi \epsilon_0} \frac{dI}{dt} \left(t - \frac{R}{c} \right) \\ E_x(t) &= \frac{z \sin \theta \cos \theta}{4\pi \epsilon_0 R c^2} \frac{dI}{dt} \left(t - \frac{R}{c} \right) \end{aligned} \right\} \tag{IV.34}$$

La figure IV.12 présente les variations du courant et du champ électrique rayonné (Cf page suivante). Le champ total dû au précurseur sera la somme du champ rayonné par chaque impulsion.

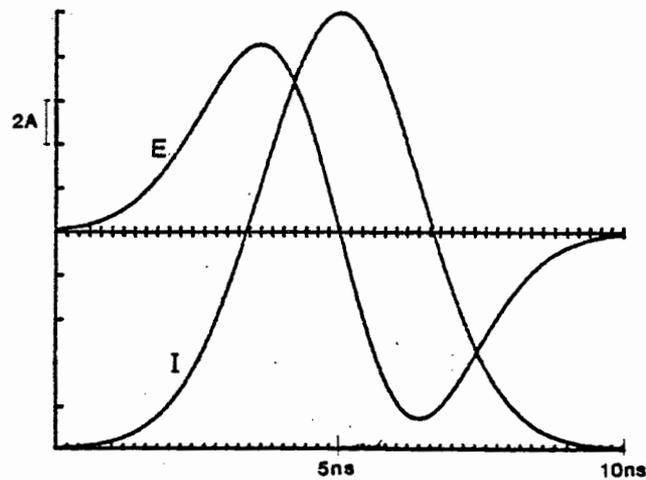


figure IV.12 : courant initiateur et champ rayonné du modèle de J.P. Moreau

IV.3°.c.2) Modèle de I. Taudière : [59]

Ce modèle repose sur l'extrapolation de la modélisation des précurseurs par bond d'une grande étincelle créée en laboratoire. La description des phénomènes physiques mis en jeu par la décharge est réalisée à l'aide d'un schéma électrique équivalent.

Le rayonnement VHF est associé à la phase de réillumination du canal. En fait, le modèle suppose que c'est la jonction entre le leader spatial et le leader principal qui donne lieu à ce rayonnement. Le point de départ de la modélisation est décrit par la figure IV.13. Le schéma électrique équivalent (figure IV.14) est composé de cellules résistives et capacitives représentant chaque élément de la décharge.

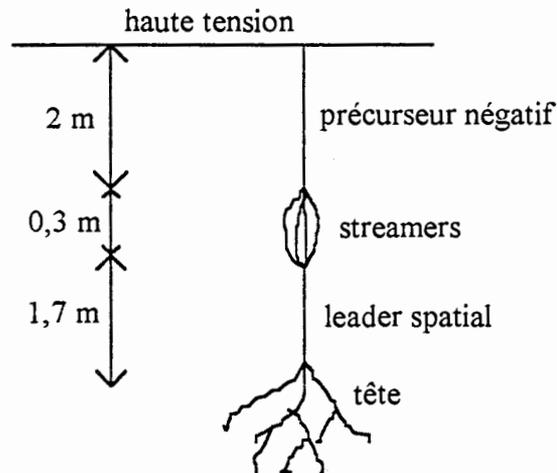
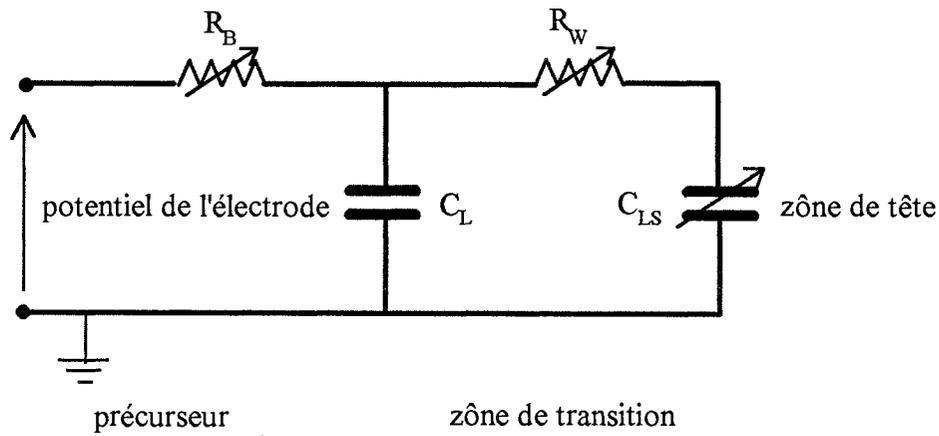


figure IV.13 : représentation simplifiée des différentes phases de la décharge à l'instant initial de la modélisation



R_B, C_L : précurseur principal

R_W, C_{LS} : leader spatial et zone de transition streamer/précurseur

figure IV.14 : circuit électrique décrivant la décharge

Compte tenu des valeurs élevées des résistances R_B et R_W , les inductances, dont les valeurs admises sont de l'ordre de 10^{-10} Henry/mètre, ont des effets négligeables et donc ce sont des cellules résistives et capacitives qui représentent la décharge.

La résistance $R_W(t)$ décrivant la zone de transition est définie par la loi de Rompe et Weisel : IV.35

$$R_w(t) = \frac{p^{1/2} \delta}{\left(2 A \int_0^t i^2(\tau) d\tau\right)^{1/2}} \quad \text{(IV.35)}$$

avec $A = 5.10^{-5} \text{ atm m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ V}^{-2}$

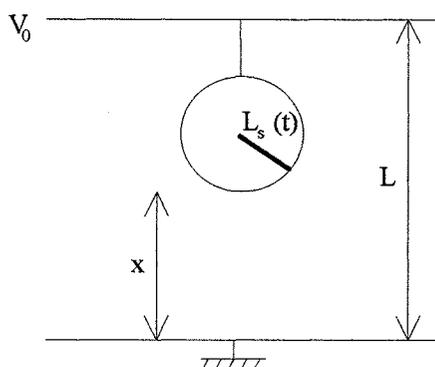
d , longueur de la zone de transition (0,3m)

p , pression atmosphérique (1 atm)

$i(\tau)$, courant dans la zone considérée.

La capacité $C_{LS}(t)$ représentant la zone de leader spatial et de streamer est définie par IV.36 :

$$C_{LS}(t) = C_0 + 4 \pi \epsilon_0 L_s(t) x/L \quad \text{(IV.36)}$$



où $\left\{ \begin{array}{l} C_0 \text{ est la valeur initiale} \\ 4 \pi \epsilon_0 L_s(t) x/L \text{ est la capacité équivalente} \\ \text{entre une sphère de rayon } L_s(t) \\ \text{et un plan à la masse (la sphère} \\ \text{représente ici la zone de streamers)} \end{array} \right.$

La résistance $R_B(t)$ est définie par la loi de Braginskii qui régit l'évolution de la section du canal du leader.

$$R_B(t) = \frac{\rho}{\pi a^2(t)} \quad (\text{IV.37})$$

où $\left\{ \begin{array}{l} \rho \text{ est la résistivité du canal, supposée constante par Braginskii;} \\ a(t) = a_0 t \left(\frac{d}{dt} a(t) \right)_{t=0} \text{ est le rayon du canal.} \end{array} \right.$

La capacité du canal du leader C_L est très difficile à déterminer et a été choisie au cours du calcul ($C_L = 2 \cdot 10^{-2}$ Farad/mètre).

Après avoir défini les conditions initiales, la simulation a été réalisée en intégrant ce schéma électrique équivalent d'un pas du précurseur dans le schéma du circuit d'essai complet (générateur de choc, diviseur, ...). Le courant s'écoulant dans les diverses zones du précurseur a été ainsi calculé. A partir de ce courant, le champ électromagnétique rayonné peut être déterminé en intégrant le long des zones, le rayonnement des dipôles élémentaires traversés par le courant calculé précédemment.

Les résultats obtenus sont conformes aux mesures effectuées tant en valeurs crêtes qu'en temps de montée. La seule différence observée concerne la durée des paquets d'impulsions qui est plus importante pour les mesures. L'explication de cette différence réside certainement dans les réflexions du champ rayonné sur les parois du hall d'essais.

L'extrapolation à l'éclair naturel peut donc se faire puisque de nombreuses analogies ont été dégagées entre grandes étincelles et éclairs (vitesse de propagation du précurseur par bonds du même ordre de grandeur, réillumination du canal lors de l'apparition du bond, cadence d'émission des impulsions VHF identique ce qui tend à prouver que cette grandeur est une constante du problème quelles que soient les dimensions de l'arc). Il suffit alors d'adapter les diverses dimensions utilisées dans le modèle des grandes étincelles au cas de l'éclair naturel.

IV.4°) Conclusion :

Nous avons décrit au cours de ce chapitre, les modèles permettant le calcul du champ électromagnétique rayonné par une décharge de foudre. Dans le cadre de notre étude de ce phénomène, nous avons voulu caractériser le comportement des trois principaux modèles en comparant les résultats qu'ils fournissent avec les mesures que nous avons réalisées en foudre déclenchée. C'est ce travail, dont l'objectif est de déterminer le modèle permettant une caractérisation du rayonnement produit en vue du calcul des phénomènes induits, qui est exposé dans le chapitre suivant.

CHAPITRE V :

MISE EN OEUVRE ET EXPLOITATION DE
MODELES DE RAYONNEMENT DE LA
FOUDRE EN VUE DE CARACTERISER
LES PHENOMENES
ELECTROMAGNETIQUES INDUITS

Nous nous proposons d'étudier les modèles de la loi d'Ampère, de la ligne de transmission et de la source de courant mobile afin de définir le modèle le mieux adapté à la caractérisation des phénomènes électromagnétiques induits par la foudre. Nous avons choisi ces modèles car ils constituent une approche simple du phénomène et peuvent être modifiés ou étudiés en fonction de leurs paramètres.

V.1°) Etude réalisée :

Nous nous sommes attachés à caractériser l'influence de certains paramètres, du phénomène en lui-même ou de la modélisation choisie, connus pour avoir une incidence sur le rayonnement électromagnétique. Nous avons choisi de nous intéresser aux paramètres suivants :

- distance au point d'impact
- altitude du point d'observation
- vitesse de propagation de l'onde de courant dans le canal de décharge
- amortissement de l'amplitude de l'onde de courant avec l'altitude
- forme d'onde du courant de décharge choisie pour la simulation
- hauteur du canal de décharge
- tortuosité du canal de décharge

Nous avons donc défini des cas tests pour caractériser la sensibilité de chaque modèle à ces paramètres. Ainsi, pour ce qui est de la distance au point d'impact, nous avons choisi les distances de 50, 100 et 500 mètres car l'étude en champ proche nous intéressait en priorité. Nous avons retenu deux altitudes pour le point d'observation : 0 et 10 mètres. Pour la vitesse de propagation de l'onde de courant dans le canal de décharge, nous avons choisi les vitesses de 0.8, 1, 1.1, 1.2 et $2 \cdot 10^8$ mètres/seconde. En ce qui concerne l'amortissement, nous avons utilisé une décroissance exponentielle avec l'altitude de la forme $\exp(-\gamma z)$ avec comme coefficient γ : 0, $2 \cdot 10^{-3}$ (ce qui correspond à une onde dont l'amplitude chute d'un facteur $1/e$ à 500 mètres d'altitude) et $4 \cdot 10^{-3}$ (250 mètres). Quatre formes d'onde de courant ont été retenues pour tester les modèles. Deux sont définies par une expression biexponentielle de la forme $I_0 (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$ et correspondent à des couples (temps de montée, temps de descente) égaux à (10, 100) et (0.4, 42) en microsecondes. Les deux autres sont définies à l'aide de

l'expression utilisée par F. Heidler (paragraphe IV.1°c.2) en $\frac{\hat{i}}{\eta} \frac{(t/t_1)^n}{(t/t_1)^n + 1} e^{-t/\tau}$ et

correspondent aux couples (temps de montée, temps de descente) égaux à (0.15, 69.8) et (1.3, 72) en microsecondes. Pour la hauteur du canal de décharge pris en compte dans le calcul, nous avons retenu 600, 800 et 1000 mètres. Trois canaux de décharge tortueux ont été définis de façon arbitraire. Nous allons maintenant expliquer comment nous avons pris en compte la tortuosité du canal de décharge.

Le canal de décharge est supposé être composé de n segments rectilignes situés dans le plan OXZ du repère orthonormé OXYZ. En effet, il a été montré que toutes les caractéristiques essentielles du canal peuvent être modélisées en deux dimensions (Cf paragraphe IV.1°b.2.5, [46]). Chaque segment a une longueur $l(i)$ et fait un angle $\alpha(i)$ avec la verticale représentée par l'axe Z. Un repère local est associé à chacun de ces segments et le modèle est appliqué au segment dans ce repère. La figure V.1 illustre cette procédure. La contribution de chaque segment est finalement exprimée dans le repère global et la somme de ces contributions fournit le champ électromagnétique total.

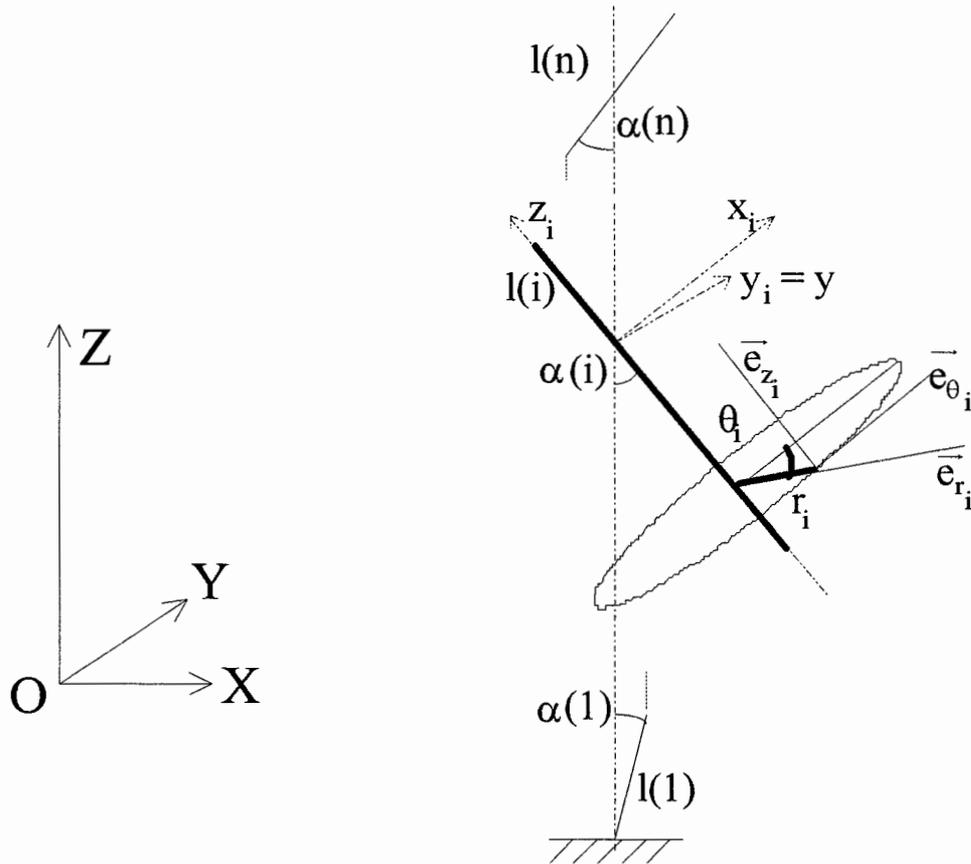


figure V.1 : prise en compte de la tortuosité

Nous présentons à l'aide des tableaux V.1, 2 et 3 et de la figure V.2, les trois canaux retenus pour les simulations.

α en °	25	-80	-10	5	30	-50	-2	-70	7	15
l en m	40	35	110	60	30	80	50	20	100	150
Δz en m	36.3	6.1	108.3	59.8	26.0	51.4	50.0	6.8	99.3	144.9
z en m	36.3	42.4	150.7	210.5	236.5	287.9	337.9	344.7	444.0	588.9

tableau V.1 : paramètres de définition du canal 1

α en $^\circ$	5	8	-10	-75	-2	25	9	-20	10	30
l en m	30	60	75	40	100	150	200	90	120	300
Δz en m	29.9	59.4	73.9	10.4	99.9	135.9	197.5	84.6	118.2	259.8
z en m	29.9	89.3	163.2	173.6	273.5	409.4	606.9	691.5	809.7	1069.5

tableau V.2 : paramètres de définition du canal 2

α en $^\circ$	2	-10	-30	5	45	20	-5	8	-60	40
l en m	100	250	400	200	150	500	300	450	350	600
Δz en m	100.0	250.0	346.4	200.0	106.1	469.8	298.9	445.6	175.0	459.6
z en m	100.0	350.0	696.4	896.4	1002.5	1472.3	1771.2	2216.8	2391.8	2851.4

tableau V.3 : paramètres de définition du canal 3

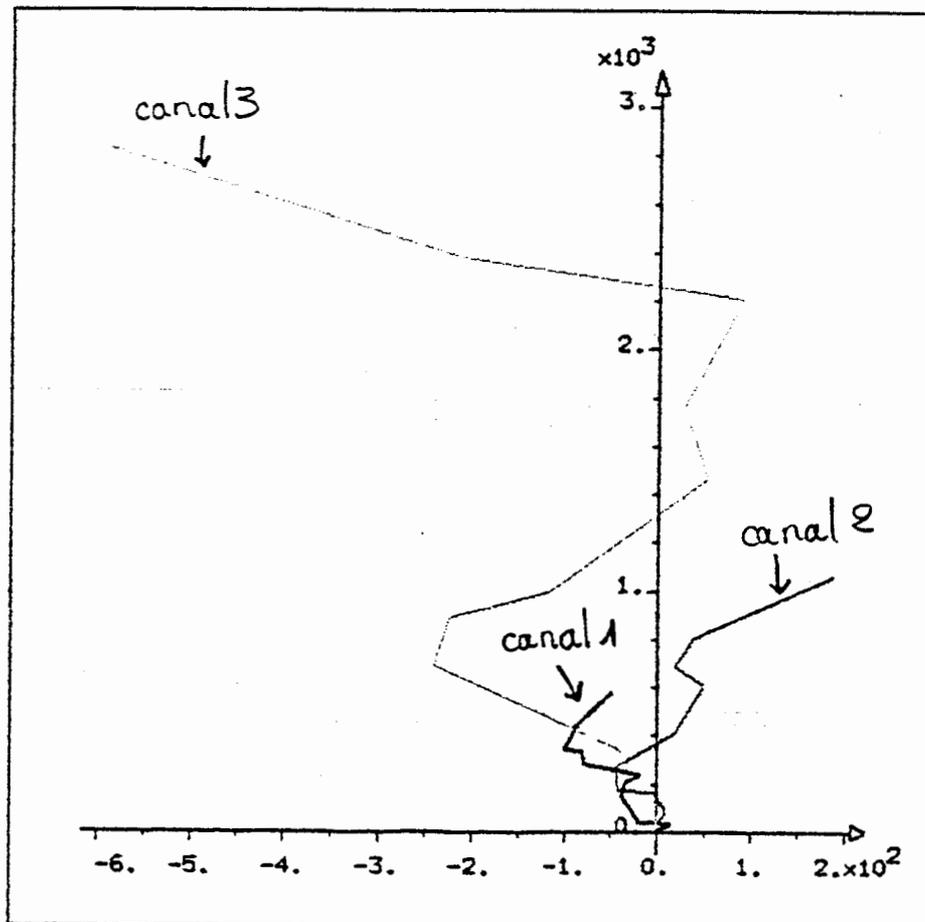


figure V.2 : représentation des canaux 1, 2 et 3

V. 2°) Résultats obtenus :

Pour chacune des modélisations choisies, nous présentons tout d'abord le code de calcul utilisé puis les résultats.

V.2°.a) Modèle de la loi d'Ampère :

V.2°.a.1) Code de calcul :

Nous avons réalisé le programme *ampere.f* qui permet le calcul du champ \vec{H} dans les conditions définies par l'approche théorique présentée par le paragraphe IV.1°.a. Ce code est écrit en fortran 77 et utilise les bibliothèques **CAO-BIBS** et **CAO-FIGS** (représentation graphique des résultats [63, 64]). Les données nécessaires sont fournies par l'intermédiaire des fichiers *donnees.don* et *canal.don* dont les structures sont les suivantes :

- *donnees.don* : x y z : coordonnées du point d'observation (type réel)
- I₀ α β v : paramètres du courant (type réel)
- I(t) = I₀ (e^{-αt} - e^{-βt})
- v, vitesse de propagation
- dt nt : paramètres de l'échantillonnage temporel
- dt, pas de temps (type réel)
- nt, nombre d'itérations temporelles (type entier)

- *canal.don* : n : nombre de segments formant le canal (type entier)
- α₁ l₁
- α_i, angle entre la verticale et le segment i (type réel)
- α_i l_i
- l_i, longueur du segment i (type réel)
- α_n l_n

Les résultats sont sauvegardés dans un fichier dont le nom est donné par l'utilisateur. Ils apparaissent sous la forme des composantes du champ \vec{H} sur les axes x, y et z ainsi que de sa norme.

La prise en compte de la tortuosité suit le principe défini au paragraphe V.1°. Cependant, les hypothèses sur lesquelles s'appuie la loi d'Ampère rendent difficile l'application de ce principe. En effet, la loi d'Ampère fournit le champ rayonné par un conducteur vertical de longueur infinie. Il faut donc adapter ce calcul au cas de segments inclinés de longueur finie.

Nous avons commencé par appliquer la loi d'Ampère à chacun des segments dans son repère local en considérant qu'ils étaient de longueur infinie. Le champ généré par le segment i de longueur l(i) et d'inclinaison α(i) est le suivant :

$$\vec{H}_i(r, \theta, z) = \frac{I}{2\pi r_i} \vec{e}_{\theta_i} \quad (\text{V.1})$$

Il est ensuite nécessaire d'exprimer la distance r_i qui est la coordonnée cylindrique r du point d'observation dans le repère local associé au segment i . En effet, comme le montre la figure V.1, le repère local est défini de façon à ce que l'axe $O_i z_i$ soit confondu avec le segment i et l'origine O_i est prise comme le milieu du segment i . L'équation V.2 donne l'expression de cette distance :

$$r_i = \sqrt{(x \cos \alpha_i - (z - a_i) \sin \alpha_i)^2 + y^2} \quad (V.2)$$

$$\text{avec } \begin{cases} a_i = \frac{\cos \alpha_i}{\sin \alpha_i} x_{f_i} + z_{f_i} \\ x_{f_i} = \sum_{k=1}^i l_k \sin \alpha_k \\ z_{f_i} = \sum_{k=1}^i l_k \cos \alpha_k \end{cases}$$

La figure V.3 explicite ces différents paramètres. (x, y, z) sont les coordonnées cartésiennes du point d'observation dans le repère global. $(x_{f_i}, y_{f_i}, z_{f_i})$ sont les coordonnées cartésiennes de l'extrémité du segment i dans le repère global.

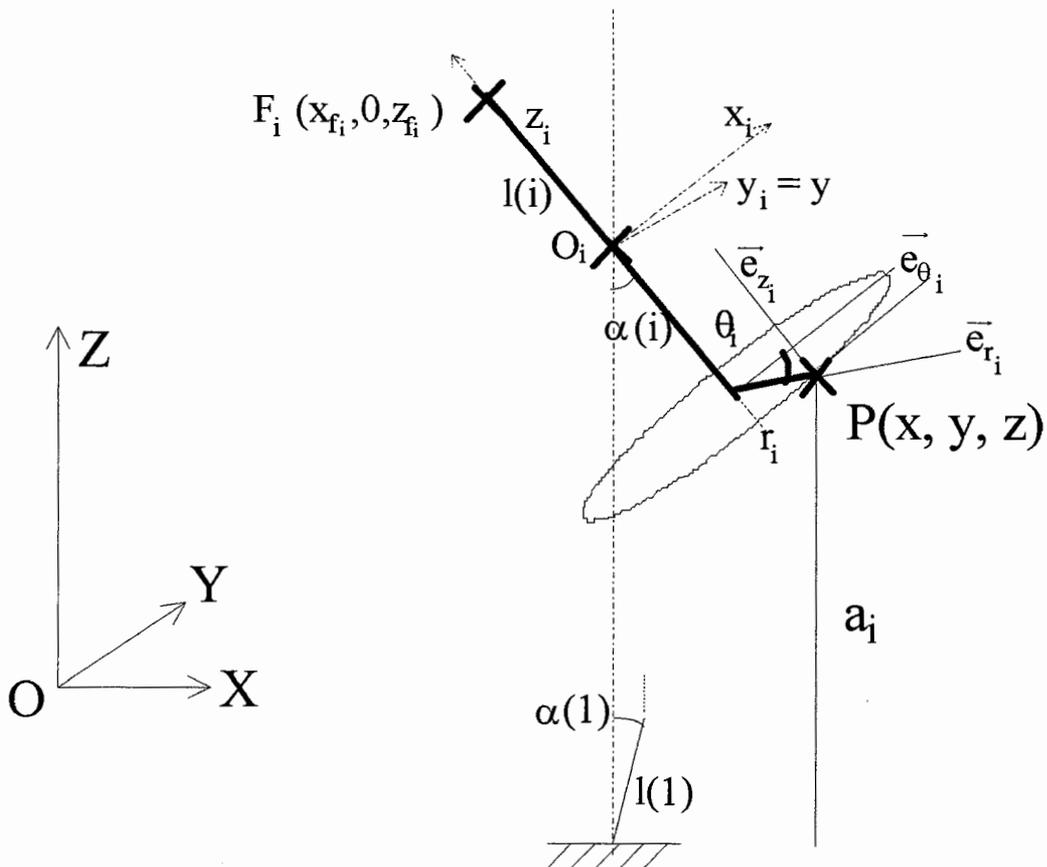


figure V.3 : calcul de la contribution du segment i

Les simulations lancées avec ces paramètres n'ont pas conduit à des résultats cohérents dans la mesure où la tortuosité du canal prévalait sur la distance au point d'impact. Une autre

valeur de la distance r_i a donc été utilisée. Nous avons pensé tout d'abord à prendre la distance entre le milieu du segment i et le point d'observation. Malheureusement, les résultats n'étaient pas plus probants. Nous avons ensuite considéré que le segment i était ramené à l'origine du repère global. De cette manière, seule l'inclinaison du segment par rapport à la verticale était prise en compte. L'équation V.3 donne l'expression de la distance r_i correspondante.

$$r_i = \sqrt{(x \cos \alpha_i - z \sin \alpha_i)^2 + y^2} \quad (\text{V.3})$$

Les résultats obtenus alors font apparaître un facteur 10 par rapport à l'ordre de grandeur fourni par la loi d'Ampère toute simple. Ce rapport est bien sûr dû au nombre des dix segments considérés pour la définition de nos trois canaux tests. Il est, en effet, normal de trouver dix fois plus de champ rayonné pour dix fois plus de conducteurs considérés. Nous avons donc introduit un coefficient de pondération pour la contribution de chaque segment au champ total. Le champ H_i rayonné par le segment i est multiplié par le coefficient c_i avant d'être ajouté au champ total.

$$c_i = \frac{l(i)}{\sum_{1 \leq j \leq n} l(j)} \quad (\text{V.4})$$

Ce coefficient permet de tenir compte de la longueur relative du segment i par rapport à la longueur totale du canal. Les résultats obtenus sont assez satisfaisants : l'ordre de grandeur du champ résultant reste identique et on note quelques différences sensibles suivant le canal considéré comme nous allons le montrer dans le paragraphe concernant l'influence de la tortuosité.

Nous allons maintenant passer à la présentation des résultats.

V.2° a.2) Résultats :

Un exemple des courbes obtenues lors de ces simulations est présenté en annexe V.1. Nous nous sommes intéressés à deux formes d'onde de courant en particulier :

$$\text{courant 1 : } I = 30.10^3 [\exp(-9.10^3 t) - \exp(-1,514.10^5 t)]$$

$$\text{courant 2 : } I = -10,5.10^3 [\exp(-17.10^3 t) - \exp(-52.10^5 t)]$$

V.2° a.2.1) Influence de la distance au point d'impact :

Le tableau V.4 présente les valeurs maximales des composantes sur les axes du repère global, du champ magnétique calculé. L'altitude du point d'observation n'apparaît pas dans ces résultats car elle ne constitue pas un paramètre du calcul par la loi d'Ampère simple. En effet, le conducteur est supposé de longueur infinie. Les rapports de 1/5 et 1/2 entre les trois calculs réalisés permettent de valider le code de calcul : la décroissance en $1/r$ est effective pour les résultats obtenus. C'est la seule analyse réalisable sur cette étude vue la simplicité du modèle.

courant	x = y en m	Hx en A/m	Hy en A/m	Hz en A/m	H en A/m
1	35	-53,67	53,67	0	75,90
	70	-26,84	26,84	0	37,95
	350	-5,37	5,37	0	7,59
2	35	23,35	-23,35	0	33,03
	70	11,68	-11,68	0	16,51
	350	2,34	-2,34	0	3,30

tableau V.4 : influence de la distance au point d'impact

V.2°.a.2.2) Influence de la forme d'onde de courant :

L'influence de la forme de courant sur le champ calculé est directe : le champ magnétique est identique au courant de décharge à une constante multiplicative près. L'étude de l'influence des caractéristiques du courant (vitesse de propagation, amortissement avec l'altitude) est donc inutile. Cependant, il est intéressant de réaliser quelques calculs pour différentes formes d'onde afin de les comparer ultérieurement avec ceux s'appuyant sur d'autres modèles. Les variations du champ magnétique sont présentées en annexe V.1 et nous donnons ici les caractéristiques des formes d'onde du courant.

* onde biexponentielle : $I(t) = e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}$

Pour simuler les premiers arcs-en-retour, nous avons retenus les couples (t_m , t_d) associés aux lettres a à d, et pour les arcs subséquents, ceux associés aux lettres e à f (tableau V.5). Nous avons en plus retenu les tirs 9119 et 9130 obtenus pendant la campagne de déclenchement artificiel de la foudre à Saint Privat d'Allier en 1991 (tableau V.6).

	α en s ⁻¹	β en s ⁻¹	t_m en μ s	t_d en μ s	I_{max} en A
a	$9 \cdot 10^3$	$1,514 \cdot 10^5$	10	100	0,79
b	$1,068 \cdot 10^4$	$8,4 \cdot 10^4$	15	100	0,65
c	$5,473 \cdot 10^3$	$1,7 \cdot 10^5$	10	150	0,86
d	$1,611 \cdot 10^4$	$7,005 \cdot 10^4$	15	80	0,50
e	$7,136 \cdot 10^3$	$2,1 \cdot 10^6$	1	100	0,98
f	$7,047 \cdot 10^4$	$4,1 \cdot 10^6$	0,5	100	0,92
g	$4,717 \cdot 10^3$	$2,1 \cdot 10^6$	1	150	0,98
h	$8,835 \cdot 10^4$	$4,1 \cdot 10^6$	0,5	80	0,90

tableau V.5 : caractéristiques de formes d'onde biexponentielles

	t_m en μ s	I_{max} en kA	I_0 en kA	α en s ⁻¹	β en s ⁻¹
tir 9119	1	-10,27	-10,5	$17 \cdot 10^3$	$52 \cdot 10^5$
tir 9130	24	-4,74	-8	$16 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^5$

tableau V.6 : caractéristiques des courants des tirs 9119 et 9130

* autre forme : De nombreux auteurs utilisent une autre expression analytique pour représenter l'onde de courant de foudre. Ils l'ont choisie de manière à ce que les modifications de temps de montée et de descente se fassent facilement en changeant un paramètre indépendamment des autres. Nous avons retenu les valeurs des paramètres données par Heidler [1985] pour la modélisation du premier arc-en-retour et d'un arc subséquent (tableau V.7).

$$I(t) = \hat{i} \frac{k^n}{k^{n+1}} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad \text{avec } k = \frac{t}{\tau_1}$$

	\hat{i} en kA	n	τ_1 en μ s	τ en μ s	t_m en μ s	t_d en μ s	I_{\max} en kA
1 ^{er} arc-en-retour	30	10	3	100	1,3	71,9	28,4
arc subséquent	12	8	0,3	100	0,15	69,8	11,9

tableau V.7 : caractéristiques des formes d'onde utilisées par F. Heidler

V.2°.a.2.3) Comparaison avec les résultats obtenus en foudre déclenchée :

Le tir 9119 a donné lieu à un champ magnétique de valeur maximale égale à 22,26 Ampères/mètre avec un temps de montée de 0,9 microseconde. Le calcul donne une valeur maximale de 19 Ampères/mètre et bien évidemment la forme d'onde est identique à celle du courant (temps de montée égal à 1 microseconde). De ce fait, les allures des variations temporelles du champ mesuré et calculé sont différentes, la forme d'onde du courant ayant été approchée par une biexponentielle.

Afin d'avoir un autre élément de comparaison (comme le tir 9130 n'a pas donné de mesure de champ H), nous avons simulé le tir 9113 avec un courant modélisé par une biexponentielle telle que $\alpha = 4,701.10^3 \text{ s}^{-1}$, $\beta = 2,6.10^6 \text{ s}^{-1}$ et $I_0 = -5$ kiloAmpères ($t_m = 0,84$ microseconde, $t_d = 150$ microsecondes). Nous avons obtenu un champ H maximal de 9,13 Ampères/mètre pour une mesure de 8 Ampères/mètre.

Nous avons pu également simuler quelques tirs de la campagne de foudre déclenchée qui s'est déroulée en Floride durant l'été 1993. En effet, le Laboratoire d'Applications Spéciales de la Physique du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble (C.E.A.) y réalisait les déclenchements et les mesures du courant de foudre et de sa dérivée. Une mesure du champ électromagnétique rayonné par la décharge à 50 et 110 mètres du point d'impact était aussi faite. Nous avons pu ainsi obtenir quelques enregistrements. Le tableau V.8 présente les caractéristiques des formes d'onde obtenues par la mesure et par la simulation. Nous avons retenu les arcs 1 et 5 du tir 9320 pour la simulation. Nous avons modélisé le courant de décharge par une fonction biexponentielle traduisant les caractéristiques mesurées.

$$\text{arc 1 : } I = 8,56.10^3 (\exp(-19.10^3 t) - \exp(-1,27.10^6 t)) ;$$

$$I_{\max} = 9,3 \text{ kA} ; t_m = 1,48 \mu\text{s} ; t_d = 40 \mu\text{s}.$$

$$\text{arc 5 : } I = 12,38.10^3 (\exp(-20.10^3 t) - \exp(-1,2.10^7 t)) ;$$

$$I_{\max} = 12,5 \text{ kA} ; t_m = 0,16 \mu\text{s} ; t_d = 35 \mu\text{s}.$$

tir	champ H à 50 m	champ H à 110 m
9320 1 mesure	24,6 A/m ; 1 μ s	14,5 A/m ; 1,1 μ s
9320 1 calcul	25,18 A/m	11,45 A/m
9320 5 mesure	36,5 A/m ; 0,6 μ s	20,6 A/m ; 1,32 μ s
9320 5 calcul	38,92 A/m	17,69 A/m

tableau V.8 : comparaison avec les mesures en foudre déclenchée

L'annexe V.4 présente les courbes obtenues par la mesure et par le calcul.

V.2°.a.2.4) Influence de la tortuosité :

Quelques résultats de simulation sont présentés en annexe V.1 et les valeurs maximales des champs sont rassemblées dans le tableau V.9. Pour ces simulations, nous nous sommes limités à deux formes d'onde, deux canaux de décharge, trois distances et deux altitudes du point d'observation.

En comparant avec les résultats présentés par le tableau V.4, nous remarquons que, pour les deux canaux considérés, la norme du champ magnétique est légèrement plus faible (5% pour le canal 1 et 3% pour le canal 3) que la valeur donnée par la loi d'Ampère simple. La comparaison des composantes du champ sur les axes du repère montre que la valeur des composantes dépend beaucoup de la tortuosité du canal qui ne peut être prise en compte par la loi d'Ampère simple.

Nous avons aussi simulé les cas présentés dans le cadre de la comparaison avec les mesures en foudre déclenchée, avec le canal 1. Les résultats ne représentent pas une amélioration de la modélisation comme le montre le tableau V.10.

tir	champ H à 50 m	champ H à 110 m
9113	-	7,24 A/m
9119	-	15,78 A/m
9320 1	35,11 A/m ;	15,96 A/m
9320 5	54,55 A/m	24,64 A/m

tableau V.10 : comparaison entre la foudre déclenchée et le calcul utilisant le canal 1

courant	canal	x=y en m	z en m	H _x en A/m	H _y en A/m	H _z en A/m	H en A/m	
1	1	35	0	-50,59	50,59	-9,15	72,13	
			10	-50,78	52,44	-5,81	73,23	
		70	0	-25,29	25,29	-4,57	36,06	
			10	-25,33	25,87	-3,77	36,40	
		350	0	-5,06	5,06	-0,91	7,21	
			10	-5,06	5,08	-0,88	7,23	
	3	35	0	-51,97	51,97	-14,03	74,83	
			10	-50,01	52,82	-9,82	73,40	
		70	0	-25,99	25,99	-7,02	37,41	
			10	-25,47	26,31	-5,94	37,10	
		350	0	-5,20	5,20	-1,40	7,48	
			10	-5,18	5,21	-1,36	7,47	
	2	1	35	0	22,01	22,01	3,98	31,38
				10	22,09	-22,82	2,53	31,86
70			0	11,01	-11,01	1,99	15,69	
			10	11,02	-11,25	1,64	15,84	
350			0	2,20	-2,20	0,49	3,14	
			10	2,20	-2,21	0,47	3,14	
3		35	0	22,61	-22,61	6,10	32,56	
			10	21,76	-22,98	4,27	31,93	
		70	0	11,31	-11,31	3,05	16,28	
			10	11,08	-11,45	2,59	16,14	
		350	0	2,26	-2,26	0,61	3,25	
			10	2,25	-2,27	0,59	3,25	

tableau V.9 : influence de la tortuosité

V.2°.a.2.5) Influence de la prise en compte de la propagation de l'onde de courant et de la présence du sol :

La prise en compte de la propagation de l'onde de courant le long du canal déforme l'onde de champ qui n'est plus alors une réplique conforme du courant. Les temps de montée et de descente sont plus importants. En ce qui concerne le troisième canal considéré, la forme d'onde de champ obtenue est franchement différente de ce qui est mesuré ou calculé habituellement (Cf annexe V.1). Une telle déformation tend peut-être à prouver le manque de justesse de cette démarche de calcul. Du point de vue des valeurs maximales obtenues, la

différence est peu importante (16% maximum). Le tableau V.11 présente les valeurs maximales du champ calculé en considérant la tortuosité du canal et la propagation de l'onde de courant.

courant	canal	x=y en m	z en m	H _x en A/m	H _y en A/m	H _z en A/m	H en A/m	
1	1	35	0	-50,50	50,50	-9,18	72,00	
			10	-50,69	52,35	-5,85	73,10	
		70	0	-25,25	25,25	-4,58	36,00	
			10	-25,28	25,82	-3,78	36,33	
		350	0	-5,05	5,05	-0,92	7,20	
			10	-5,05	5,08	-0,89	7,22	
	3	35	0	-49,98	49,98	-13,88	71,95	
			10	-58,15	50,81	-9,80	70,61	
		70	0	-24,99	24,99	-6,94	35,98	
			10	-24,50	25,31	-5,90	35,68	
		350	0	-5,00	5,00	-1,39	7,20	
			10	-4,98	5,02	-1,35	7,19	
2	1	35	0	21,36	21,36	5,35	30,45	
			10	21,46	-22,13	4,08	30,92	
		70	0	10,68	-10,68	2,71	15,22	
			10	10,70	-10,92	2,40	15,37	
		350	0	2,14	-2,14	0,56	3,04	
			10	2,14	-2,15	0,55	3,05	
		3	35	0	18,84	-18,84	5,92	27,30
				10	18,01	-19,22	4,27	26,68
			70	0	9,42	-9,42	2,96	13,65
				10	9,20	-9,56	2,54	13,51
	350		0	1,89	-1,89	0,59	2,73	
			10	1,88	-1,89	0,57	2,73	

tableau V.11 : influence de la tortuosité et de la propagation de l'onde de courant

Pour ce qui est de la prise en compte de la présence du sol, la perméabilité magnétique relative μ_r du sol étant en général proche de l'unité, l'influence du sol est négligeable. Cependant, la prise ne compte de la tortuosité fait tendre notre modèle vers celui de la ligne de transmission et il serait naturel de considérer l'image électrique du canal par le sol supposé parfait. Les résultats obtenus sont deux fois plus importants sauf pour la composante verticale qui s'annule au niveau du sol et devient légèrement plus faible en altitude (Cf tableau V.12). Ceci est donc préférable à la condition d'introduire un facteur multiplicatif de 0,5 dans l'expression du champ. On obtient ainsi un champ magnétique qui présente une composante

verticale nulle au niveau du sol (ce qui est conforme avec l'hypothèse de conductivité infinie du sol), du même ordre de grandeur que les résultats fournis par la loi d'Ampère et sensible à la tortuosité du canal considéré. Le modèle à retenir serait donc celui-ci.

courant	canal	x=y en m	z en m	H _x en A/m	H _y en A/m	H _z en A/m	H en A/m
1	1	35	0	-101,18	101,18	0	143,09
			10	-101,21	99,55	5,80	142,09
		70	0	-50,59	50,59	0	71,54
			10	-50,59	50,38	1,50	71,41
		350	0	-10,12	10,12	0	14,31
			10	-10,12	10,12	0,06	14,31
	3	35	0	-103,95	103,95	0	147,01
			10	-104,27	101,87	8,39	146,01
		70	0	-51,97	51,97	0	73,50
			10	-52,02	51,71	2,14	73,38
		350	0	-10,39	10,39	0	14,70
			10	-10,40	10,39	0,09	14,70
2	1	35	0	44,02	-44,02	0	62,26
			10	44,04	-43,32	-2,52	61,82
		70	0	22,01	-22,01	0	31,13
			10	22,01	-21,92	-0,65	31,07
		350	0	4,40	-4,40	0	6,22
			10	4,40	-4,40	-0,03	6,22
	3	35	0	45,23	-45,23	0	63,96
			10	45,37	-44,32	-3,65	63,53
		70	0	22,61	-22,61	0	31,98
			10	22,63	-22,50	-0,93	31,93
		350	0	4,52	-4,52	0	6,39
			10	4,52	-4,52	0,04	6,39

tableau V.12 : influence de la tortuosité et du sol infiniment conducteur

Si on s'intéresse à présent aux fondements physiques de toutes ces hypothèses, la présence du coefficient de pondération c_i , la prise en compte du sol sont explicables. Les seuls défauts concernent le facteur multiplicatif de 0,5 et le fait que l'altitude du chaque segment n'est pas un paramètre du calcul de sa contribution au champ total. Pour ce qui est du facteur de 0,5, il est difficile de fournir un fondement physique. Par contre, la non prise en considération de l'altitude de chaque segment est liée au fait que le champ fourni par la loi d'Ampère ne dépend que de la distance à l'axe portant le canal qui est supposé infini.

V.2°.a.2.6) Conclusion :

Il apparaît ainsi que ce calcul d'après la loi d'Ampère fournit une bonne approximation du champ rayonné quant à son niveau maximal. Pour ce qui est de la forme d'onde, elle est directement liée au modèle de courant utilisé.

Pour ce qui est de l'intérêt de prendre en compte la tortuosité du canal ou pas, les résultats montrent que ce paramètre a peu d'importance, tout au moins de la manière où il a été intégré au modèle.

D'autre part, les différences relevées au cours des simulations réalisées ne sont actuellement qu'absolues dans la mesure où aucune valeur expérimentale complète (c'est-à-dire trajectoire totale de l'arc et champ magnétique correspondant) n'existe actuellement en vue de comparaison. Il serait peut-être intéressant d'essayer de simuler les grandes étincelles de laboratoire pour lesquelles la connaissance de la trajectoire complète est possible. Par contre, les problèmes de réflexion de l'onde de champ sur les parois du hall d'essais risquent de perturber les mesures de champ et donc de diminuer la portée des éventuelles conclusions de comparaisons d'autant plus que les différences relevées entre deux trajectoires différentes sont peu importantes.

V.2°.b) Modèle de la ligne de transmission :**V.2°.b.1) Code de calcul :**

A partir des expressions théoriques du champ électromagnétique rayonné par un canal composé de dipôles élémentaires, nous avons réalisé un code de calcul (*rayonne.f*) en collaboration avec M. P. Baraton des Laboratoires de Génie Electrique du centre de recherche EDF des Renardières. Le langage utilisé est le fortran 77 et nous nous sommes servis des bibliothèques graphiques **CAO-BIBS** et **CAO-FIGS** [63, 64]. Le programme s'articule autour de plusieurs procédures qui réalisent : la définition des données du calcul de façon interactive ou bien par l'intermédiaire d'un fichier de données; l'échantillonnage du canal de décharge en créant un fichier regroupant les altitudes des dipôles et leur distance au point d'observation; le calcul du courant de décharge, de sa dérivée ou de son intégrale en fonction de l'instant considéré et de l'altitude atteinte par l'onde; le calcul du champ électrique et de champ magnétique de chaque dipôle élémentaire successivement. A chaque pas de calcul temporel, les valeurs calculées des composantes radiale et axiale du champ électrique ainsi que de sa norme et celle du champ magnétique sont sauvegardées dans un fichier de résultats. Les paramètres du calcul sont les suivants : la hauteur du canal, le nombre de dipôles élémentaires, la longueur des dipôles élémentaires, le nombre d'itérations temporelles et le pas de temps, les coordonnées du point d'observation du champ, les caractéristiques de l'onde du courant de décharge, sa vitesse de propagation, son amortissement en fonction de l'altitude.

La prise en compte de la tortuosité du canal de décharge se fait en divisant le canal en segments composés de n dipôles élémentaires. Il faut donc calculer le champ rayonné par un

dipôle électrique élémentaire faisant un angle α avec la verticale. Contrairement au cas du modèle de la loi d'Ampère, le calcul se réalise dans le repère global. La procédure de calcul est la même que pour le dipôle vertical (Cf annexe IV.1). Nous donnons ici les résultats des étapes de ce calcul.

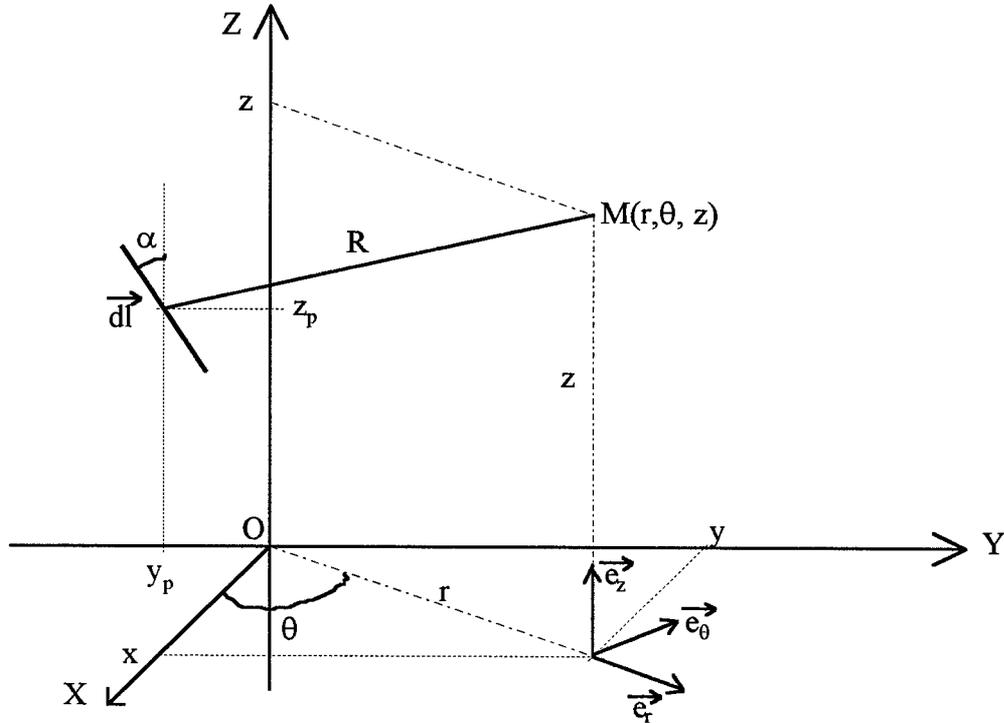


figure V.4 : tortuosité dans le modèle de la ligne de transmission

Nous avons :

$$R = \sqrt{r^2 - 2 r y_p \sin \theta + y_p^2 + (z - z_p)^2} \quad (\text{V.5})$$

Le potentiel vecteur créé par le dipôle $d\vec{l}$ traversé par le courant I est donné, en coordonnées cylindriques, par :

$$d\vec{A} = \frac{\mu_0 dl}{4 \pi} \frac{I(z_p, t - R/c)}{R} \begin{cases} - \sin \alpha \sin \theta \vec{e}_r \\ - \sin \alpha \cos \theta \vec{e}_\theta \\ + \cos \alpha \vec{e}_z \end{cases} \quad (\text{V.6})$$

Le champ magnétique rayonné par le dipôle élémentaire $d\vec{l}$ s'écrit alors suivant l'équation V.7 (en coordonnées cylindriques $\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z$) :

$$d\vec{H} = \frac{dl}{4 \pi} \left(\frac{I(z_p, t - R/c)}{R^3} + \frac{\partial I(z_p, t - R/c)}{R^2 c \partial t} \right) \begin{cases} (y_p \cos \alpha - (z - z_p) \sin \alpha) \cos \theta \\ (r - y_p \sin \theta) \cos \alpha + (z - z_p) \sin \alpha \sin \theta \\ r \sin \alpha \cos \theta \end{cases} \quad (\text{V.7})$$

Et les composantes du champ électrique sont données par l'équation V.8 (en coordonnées cylindriques \bar{e}_r , \bar{e}_θ , \bar{e}_z) :

$$\begin{aligned}
 dE_r &= \frac{dl}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{R^2 \sin\theta \sin\alpha + 3(r - y_p \sin\theta)((y_p - r \sin\theta) \sin\alpha + (z - z_p) \cos\alpha)}{R^5} \int_0^t I(z_p, \tau - R/c) d\tau \right. \\
 &\quad + \frac{R^2 \sin\theta \sin\alpha + 3(r - y_p \sin\theta)((y_p - r \sin\theta) \sin\alpha + (z - z_p) \cos\alpha)}{c R^4} I(z_p, t - R/c) \\
 &\quad \left. + \frac{R^2 \sin\theta \sin\alpha + (r - y_p \sin\theta)((y_p - r \sin\theta) \sin\alpha + (z - z_p) \cos\alpha)}{c^2 R^3} \frac{\partial I(z_p, t - R/c)}{\partial t} \right] \\
 dE_\theta &= \frac{dl}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{R^2 \cos\theta \sin\alpha - 3y_p \cos\theta ((y_p - r \sin\theta) \sin\alpha + (z - z_p) \cos\alpha)}{R^5} \int_0^t I(z_p, \tau - R/c) d\tau \right. \\
 &\quad + \frac{R^2 \cos\theta \sin\alpha - 3y_p \cos\theta ((y_p - r \sin\theta) \sin\alpha + (z - z_p) \cos\alpha)}{c R^4} I(z_p, t - R/c) \\
 &\quad \left. + \frac{R^2 \cos\theta \sin\alpha - y_p \cos\theta ((y_p - r \sin\theta) \sin\alpha + (z - z_p) \cos\alpha)}{c^2 R^3} \frac{\partial I(z_p, t - R/c)}{\partial t} \right] \\
 dE_z &= \frac{dl}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{-R^2 \cos\alpha + 3(z - z_p)((y_p - r \sin\theta) \sin\alpha + (z - z_p) \cos\alpha)}{R^5} \int_0^t I(z_p, \tau - R/c) d\tau \right. \\
 &\quad - \frac{R^2 \cos\alpha - 3(z - z_p)((y_p - r \sin\theta) \sin\alpha + (z - z_p) \cos\alpha)}{c R^4} I(z_p, t - R/c) \\
 &\quad \left. - \frac{R^2 \cos\alpha - (z - z_p)((y_p - r \sin\theta) \sin\alpha + (z - z_p) \cos\alpha)}{c^2 R^3} \frac{\partial I(z_p, t - R/c)}{\partial t} \right] \tag{V.8}
 \end{aligned}$$

En ce qui concerne les coordonnées cartésiennes du centre du dipôle élémentaire, nous avons si nous considérons n_s segments composés de n_{dip} dipôles :

pour le dipôle $n^\circ j$ du segment $n^\circ i$,

$$\left. \begin{aligned}
 y_p(j,i) &= - \sum_{1 \leq k \leq i-1} dl n_{dip}(k) \sin \alpha_k - dl (j-1/2) \sin \alpha_i \\
 z_p(j,i) &= \sum_{1 \leq k \leq i-1} dl n_{dip}(k) \cos \alpha_k + dl (j-1/2) \cos \alpha_i
 \end{aligned} \right\} \tag{V.9}$$

Il ne reste plus qu'à sommer ces différentes expressions sur chaque segment composant le canal.

Nous passons maintenant à la présentation des résultats obtenus avec ces codes de calcul.

V.2°.b.2) Résultats :

Un échantillon des simulations réalisées est présenté en annexe V.2. Nous avons utilisé les mêmes formes d'onde de courant pour l'étude de l'influence des autres paramètres que celles utilisées pour le modèle de la loi d'Ampère :

$$\text{courant 1 : } I = 30.10^3[\exp(-9.10^3t) - \exp(-1,514.10^5t)]$$

$$\text{courant 2 : } I = -10,5.10^3[\exp(-17.10^3t) - \exp(-52.10^5t)].$$

Lorsque l'étude ne portait pas sur la hauteur du canal de décharge, nous avons choisi une hauteur de 5500 mètres et un nombre de segments de 1000. La fenêtre de simulation est directement liée à la vitesse de propagation de l'onde et à la longueur du canal de décharge modélisé. En effet, le modèle n'est valable que tant que l'onde de courant n'a pas atteint l'extrémité du canal. Pour notre part, il est intéressant de simuler une fenêtre de 50 microsecondes afin de pouvoir comparer les formes d'onde obtenues avec les mesures en foudre déclenchée. Comme la vitesse de propagation de l'onde de courant a été fixée à $1,1.10^8$ mètres/seconde, il est nécessaire de travailler avec un canal de décharge d'au moins 5500 mètres. En ce qui concerne la représentativité de cette longueur par rapport au phénomène réel, il est vrai que l'altitude moyenne des nuages orageux est plus faible, de l'ordre de 1 à 2 kilomètres. Cependant, l'arc ne s'arrête pas à la base du nuage mais continue à l'intérieur. Cette longueur d'arc de 5500 mètres n'est donc pas tout à fait artificielle et peut correspondre au phénomène naturel. Pour l'ensemble des simulations, le pas de calcul temporel est de 0,5 microseconde.

V.2°.b.2.1) Influence de la distance au point d'impact et de l'altitude du point d'observation :

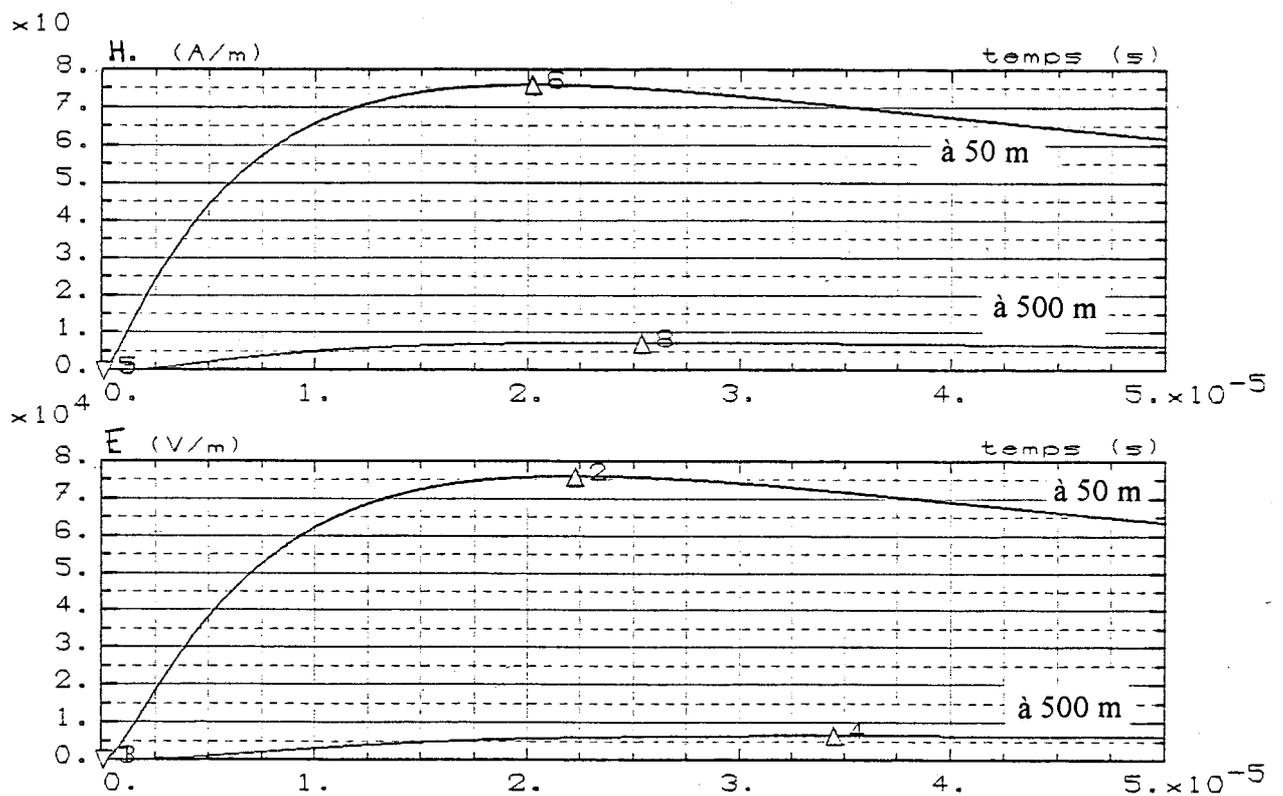
L'annexe V.2 présente les valeurs maximales des composantes radiales et axiales du champ électrique ainsi que sa norme et celle du champ magnétique. La figure V.5 propose un exemple des variations obtenues pour le champ électrique et le champ magnétique. La forme d'onde du courant est celle du courant 1 et le point d'observation était situé à 50 et 500 mètres du point d'impact. La figure V.6 illustre quant à elle l'influence de l'altitude du point d'observation.

Pour ce qui est du champ magnétique, les valeurs sont très proches de celles obtenues avec le modèle de la loi d'Ampère sauf pour la distance de 500 mètres pour laquelle une différence de 15 % est relevée contre des différences inférieures au pour cent pour les deux autres distances. Ceci s'explique par la différence des deux théories : la loi d'Ampère exprime le champ magnétique en I/r alors que le modèle de la ligne de transmission propose un champ formé d'une composante en I/r^2 et d'une autre en $di/dt/r$. Il apparaît que pour les distances inférieures à 100 mètres ces deux modélisations coïncident et qu'ensuite, à partir d'environ 500

mètres leurs résultats divergent. De plus, il apparaît que l'influence de l'altitude entre 0 et 10 mètres est tout à fait négligeable au regard des résultats obtenus.

Si nous nous intéressons maintenant au champ électrique, l'influence de la distance au point d'impact est plus complexe. Les rapports en $1/r^3$, $1/r^2$ ou $1/r$ n'apparaissent pas de façon simple. Nous relevons une décroissance un peu plus élevée que le rapport en $1/r$. Pour ce qui est de l'influence de l'altitude du point d'observation, les différences observées sont là aussi négligeables sauf bien sûr pour la composante horizontale du champ électrique qui est nulle au niveau du sol et non nulle au-dessus puisque le sol est considéré comme parfait.

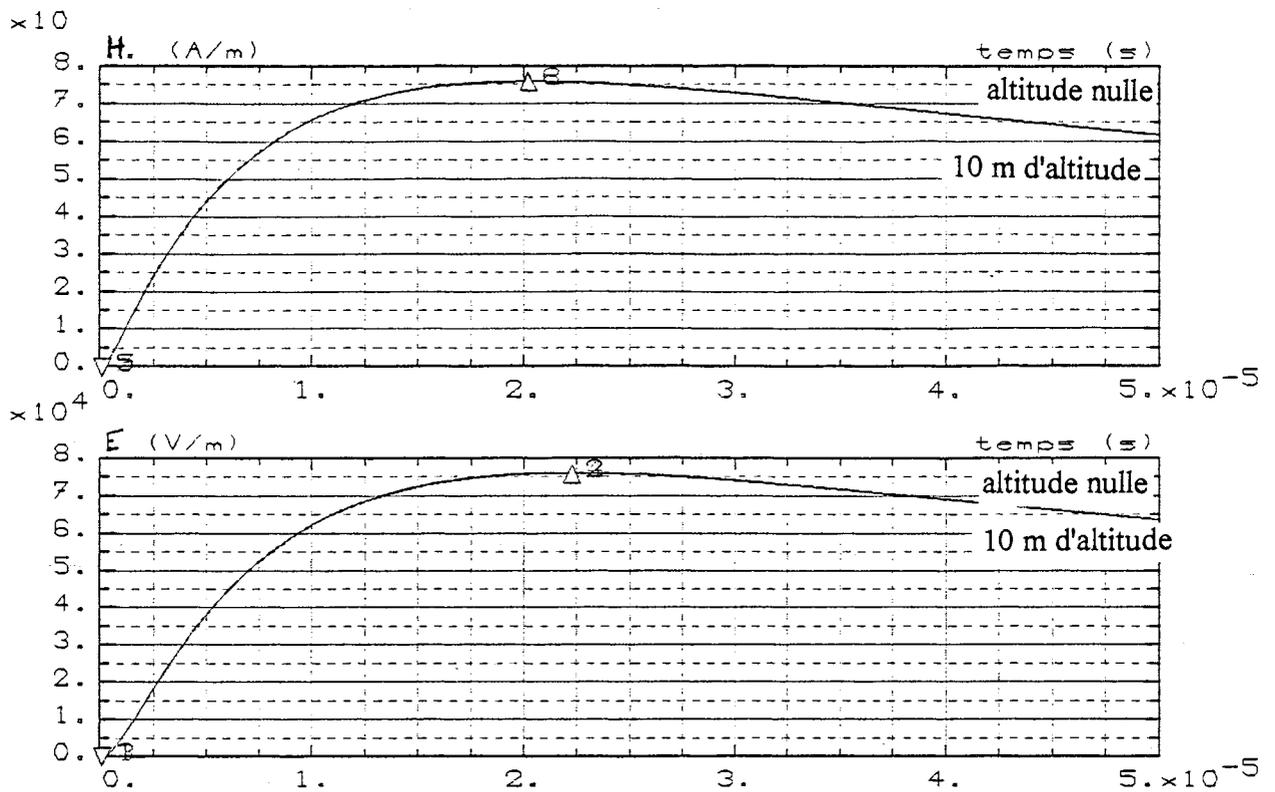
Nous remarquons aussi une influence de ce paramètre sur le temps de montée de l'onde de champ. Plus la distance au point d'impact est grande, plus le temps de montée est important.



influence de la distance au point d'impact
 en noir : 50 m ; en bleu : 500 m
 simulation avec le courant 1, a une altitude nulle

Point 1 : temps = .100E-06 (s) , champ_E1 = 0 (V/m)
 Point 2 : temps = .223E-04 (s) , champ_E1 = 75984 (V/m)
 Point 3 : temps = .100E-06 (s) , champ_E2 = 0 (V/m)
 Point 4 : temps = .345E-04 (s) , champ_E2 = 6543.9 (V/m)
 Point 5 : temps = .100E-06 (s) , champ_H1 = 0 (A/m)
 Point 6 : temps = .202E-04 (s) , champ_H1 = 75.852 (A/m)
 Point 7 : temps = .100E-06 (s) , champ_H2 = 0 (A/m)
 Point 8 : temps = .254E-04 (s) , champ_H2 = 7.3768 (A/m)

figure V.5 : influence de la distance au point d'impact



Point 1 : temps = .100E-06 (s) , champ_E1 = 0 (V/m)
 Point 2 : temps = .223E-04 (s) , champ_E1 = 75984 (V/m)
 Point 3 : temps = .100E-06 (s) , champ_E2 = 0 (V/m)
 Point 4 : temps = .223E-04 (s) , champ_E2 = 76024.4 (V/m)
 Point 5 : temps = .100E-06 (s) , champ_H1 = 0 (A/m)
 Point 6 : temps = .202E-04 (s) , champ_H1 = 75.852 (A/m)
 Point 7 : temps = .100E-06 (s) , champ_H2 = 0 (A/m)
 Point 8 : temps = .202E-04 (s) , champ_H2 = 75.852 (A/m)

influence de l'altitude du point d'observation
 en noir : altitude nulle ; en bleu : altitude de 10 m
 simulation avec le courant 1, a 50 m du point d'impact

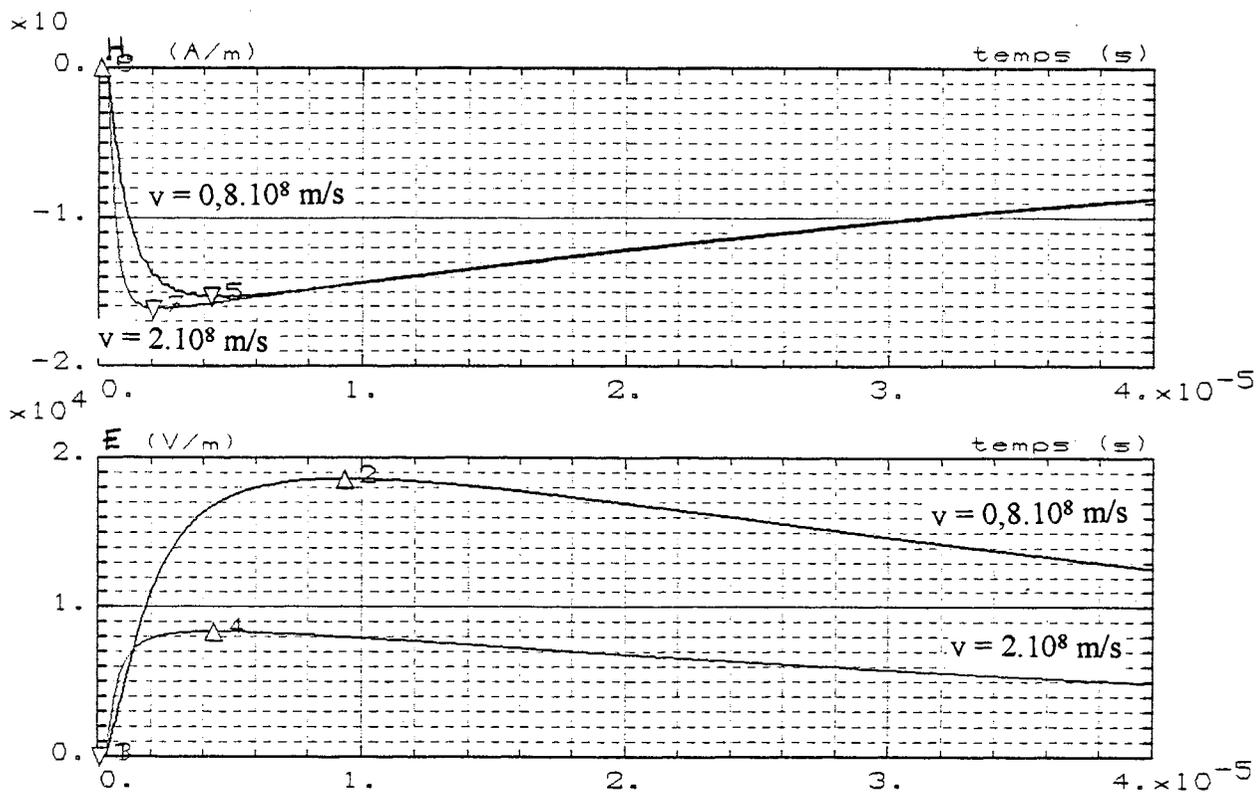
figure V.6 : influence de l'altitude du point d'observation

V.2°.b.2.2) Influence de la vitesse de propagation de l'onde de courant dans le canal :

L'annexe V.2 présente les valeurs maximales des variations des champs pour la forme d'onde de courant n°2, pour la distance au point d'impact égale à 100 mètres et pour l'altitude du point d'observation nulle. Les simulations ont été réalisées pour la forme d'onde n°1 ainsi que les autres distances au point d'impact et l'autre altitude mais aucun comportement autre n'a été observé par rapport aux conclusions que nous donnons ci-après. La figure V.7 illustre les résultats obtenus.

Pour réaliser ces simulations, nous avons choisi un canal de longueur 8000 mètres afin que la fenêtre de 50 microsecondes reste bien dans le cadre de validité du modèle avec toutes les vitesses utilisées (en particulier celle de $2 \cdot 10^8$ mètres/seconde). Il apparaît que le temps de montée de l'onde de champ diminue et que la valeur crête du champ électrique diminue lorsque la vitesse augmente. Cette observation est valable pour les trois distances de 50, 100 et 500 mètres. Pour la valeur crête, nous notons des différences variant entre 15 et 20 % pour des vitesses distinctes de $0,2 \cdot 10^8$ mètres/seconde et de l'ordre de 37% entre les résultats obtenus avec une vitesse de $1,2 \cdot 10^8$ mètres/seconde et ceux obtenus avec $2 \cdot 10^8$ mètres/seconde. Ceci s'explique par le fait que, plus la vitesse de propagation du courant est importante, plus les dipôles se voient traversés par le maximum du courant à des instants proches dans le temps. Or, pour le champ électrique, la contribution des dipôles situés au-dessus du point d'observation est négative par rapport à celle des dipôles situés en-dessous. La résultante du champ sera donc plus faible si la vitesse augmente.

En ce qui concerne le champ magnétique, nous observons le comportement inverse pour la valeur crête, mais avec des différences moins importantes et pratiquement négligeables. Ceci s'explique de la même façon que pour le comportement du champ électrique en remarquant que les dipôles ont tous une contribution de signe identique.



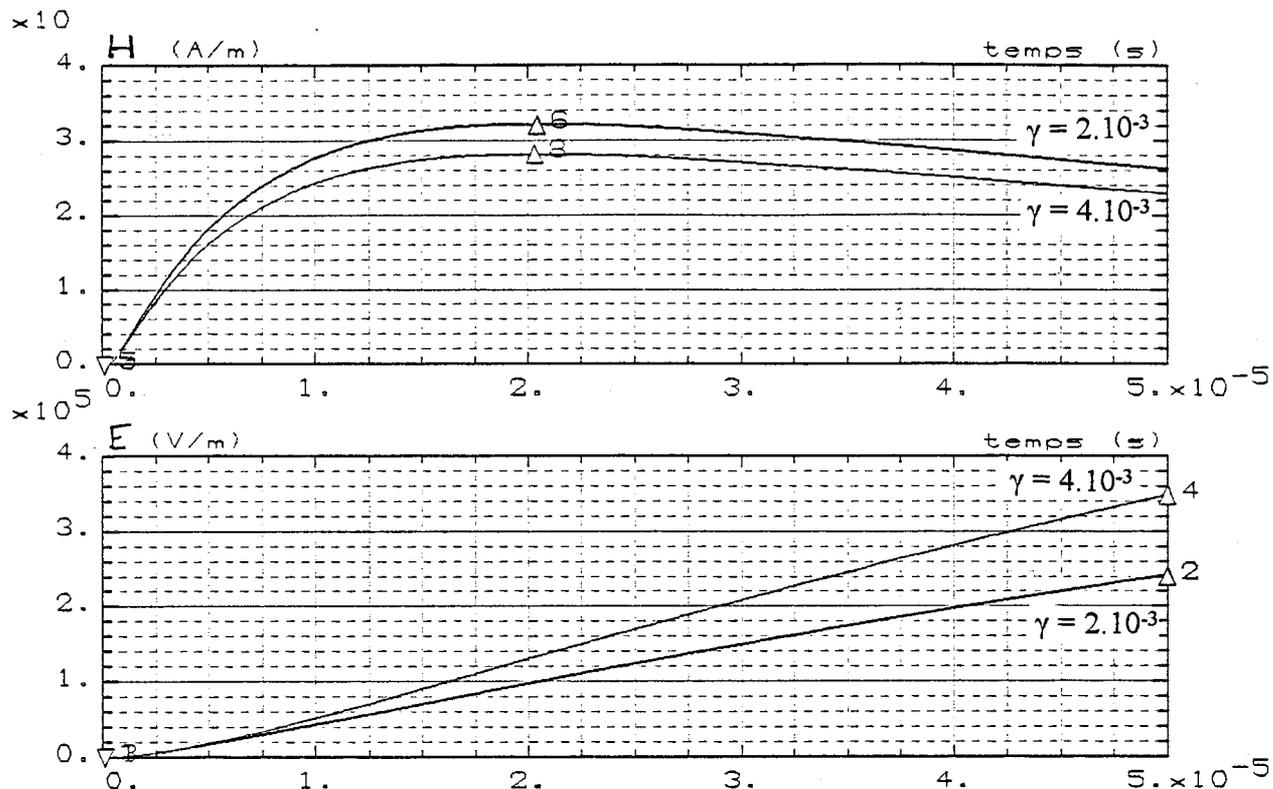
influence de la vitesse de propagation du courant
 en noir : $v=0,8e8$ m/s ; en bleu : $v=2e8$ m/s
 simulation avec le courant 2 a 100 m du point d'impact et 10 m d'altitude

figure V.7 : influence de la vitesse de propagation de l'onde de courant

V.2°.b.2.3) Influence de l'amortissement de l'amplitude de l'onde de courant avec l'altitude :

Nous présentons dans l'annexe V.2 un exemple des résultats obtenus avec les valeurs maximales du champ électrique horizontal, vertical et du champ magnétique pour une distance au point d'impact de 50 et 500 mètres, les formes d'onde de courant n° 1 et 2. Ces valeurs sont à comparer avec celles calculées sans amortissement. La figure V.8 illustre l'influence de ce paramètre.

Il apparaît au regard de ces résultats que ce paramètre a une grande influence sur le champ électrique et une influence plus faible mais non négligeable sur le champ magnétique. La valeur maximale du champ électrique est pratiquement multipliée par huit en introduisant un amortissement de $2 \cdot 10^{-3}$ pour une distance de 50 mètres. Nous avons observé pour les distances supérieures une influence moins grande (facteur 6 pour 100 mètres et facteur 3 pour 500 mètres). Pour le champ magnétique, des différences de 10 % sont relevées mais dans le sens inverse, c'est-à-dire que sa valeur maximale diminue. Nous remarquons aussi que l'altitude du point d'observation devient un paramètre ayant une influence sensible lorsque l'amortissement est important. Ces comportements s'expliquent par les raisons suivantes : en tenant compte d'un amortissement de l'amplitude de la forme d'onde du courant, plus les dipôles ont une altitude élevée et plus le courant les traversant est faible donc plus leur contribution au champ total est faible. Le champ magnétique total diminue donc lorsque l'amortissement augmente et le champ électrique total augmente puisque les dipôles situés au-dessus du point d'observation ont une contribution négative par rapport aux autres. De plus, l'influence de l'amortissement diminue lorsque l'observateur s'éloigne du canal car à grande distance du canal, les dipôles tendent à avoir tous la même influence puisque leur distance à l'observateur tend à devenir similaire quelle que soit leur altitude.



Point 1 : temps = .100E-06 (s) , champ_E1 = 0 (V/m)
 Point 2 : temps = .500E-04 (s) , champ_E1 = 241800 (V/m)
 Point 3 : temps = .100E-06 (s) , champ_E2 = 0 (V/m)
 Point 4 : temps = .500E-04 (s) , champ_E2 = 348150 (V/m)
 Point 5 : temps = .100E-06 (s) , champ_H1 = 0 (A/m)
 Point 6 : temps = .204E-04 (s) , champ_H1 = 32.179 (A/m)
 Point 7 : temps = .100E-06 (s) , champ_H2 = 0 (A/m)
 Point 8 : temps = .203E-04 (s) , champ_H2 = 28.153 (A/m)

influence de l'amortissement de l'onde de courant avec l'altitude
 en noir : gamma = $2e^{-3}$; en bleu : gamma = $4e^{-3}$
 simulation avec le courant 1, a 100 m du point d'impact et une altitude nulle

figure V.8 : influence de l'amortissement de l'onde de courant avec l'altitude

V.2°.b.2.4) Influence de la forme d'onde choisie pour modéliser le courant :

Nous avons choisi de simuler 4 formes d'onde différentes de valeur crête 10 kiloAmpères. Les deux premières sont définies à partir de l'expression biexponentielle et correspondent aux courants n°1 et 2 pour les temps de montée et de descente (Cf tableaux V.5 et 6). Les deux autres sont celles définies par Heidler (Cf tableau V.7). Les valeurs maximales des champs sont présentées dans l'annexe V.2 et la figure V.9 propose l'illustration des résultats obtenus.

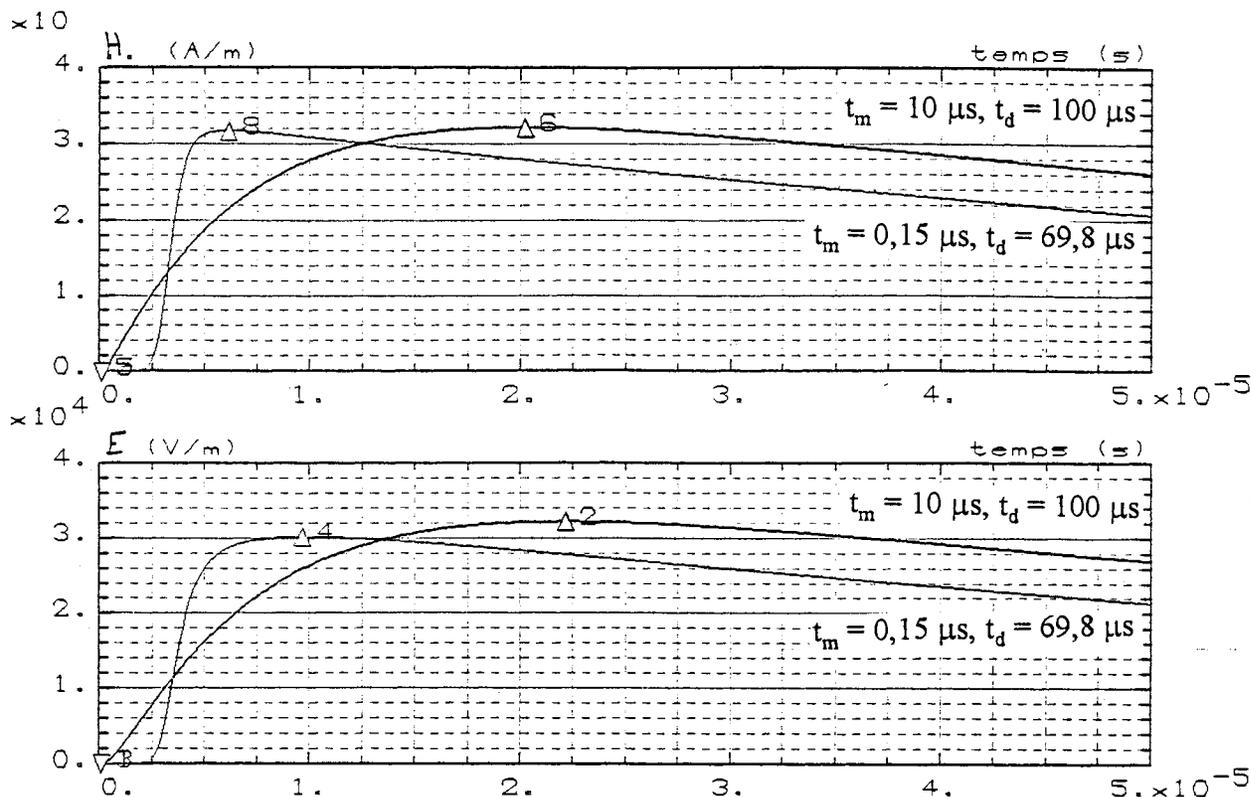
$$\text{courant 1 : } I(t) = 12,7 \cdot 10^3 [\exp(-9 \cdot 10^3 t) - \exp(-1,514 \cdot 10^5 t)]; t_m = 10 \mu\text{s}, t_d = 100 \mu\text{s}.$$

$$\text{courant 2 : } I(t) = 10,22 \cdot 10^3 [\exp(-17 \cdot 10^3 t) - \exp(-52 \cdot 10^5 t)]; t_m = 0,4 \mu\text{s}, t_d = 42 \mu\text{s}.$$

$$\text{courant 3 : } I(t) = 10,08 \cdot 10^3 \frac{(t/3 \cdot 10^{-7})^8}{(t/3 \cdot 10^{-7})^8 + 1} e^{-t/10^{-4}}; t_m = 0,15 \mu\text{s}, t_d = 69,8 \mu\text{s}.$$

$$\text{courant 4 : } I(t) = 10,57 \cdot 10^3 \frac{(t/3 \cdot 10^{-6})^{10}}{(t/3 \cdot 10^{-6})^{10} + 1} e^{-t/10^{-4}}; t_m = 1,3 \mu\text{s}, t_d = 71,9 \mu\text{s}.$$

Nous remarquons une influence notable de la forme d'onde de courant sur le champ électrique tout au moins du point de vue forme d'onde. En ce qui concerne la valeur crête atteinte, les différences ne dépassent pas 20%. Il en est de même pour le champ magnétique. D'autre part, il est difficile de tirer des conclusions précises quant à l'influence du temps de montée ou du temps de descente de l'onde de courant. Il n'apparaît pas une variation sensible de l'un des paramètres. La forme d'onde n°1 qui le temps de descente le plus grand est la plus énergétique et conduit aux valeurs crêtes les plus importantes en champ électrique et champ magnétique. Par contre, la forme d'onde n°2 qui a le temps de descente le plus faible conduit à la valeur crête minimale de champ électrique mais pas de champ magnétique. Ceci prouve peut-être une différence de comportement de ces deux grandeurs par rapport à ces paramètres.



Point 1 : temps = .100E-06 (s) , champ_E1 = 0 (V/m)
 Point 2 : temps = .221E-04 (s) , champ_E1 = 32166 (V/m)
 Point 3 : temps = .100E-06 (s) , champ_E2 = 0 (V/m)
 Point 4 : temps = .970E-05 (s) , champ_E2 = 30133 (V/m)
 Point 5 : temps = .100E-06 (s) , champ_H1 = 0 (A/m)
 Point 6 : temps = .202E-04 (s) , champ_H1 = 32.111 (A/m)
 Point 7 : temps = .100E-06 (s) , champ_H2 = 0 (A/m)
 Point 8 : temps = .610E-05 (s) , champ_H2 = 31.714 (A/m)

influence de la forme d'onde utilisée pour la modélisation du courant
 en noir : $t_m=10 \mu s$, $t_d=100 \mu s$; en bleu : $t_m=0,15 \mu s$, $t_d=69,8 \mu s$
 simulation a 50 m du point d'impact, altitude nulle

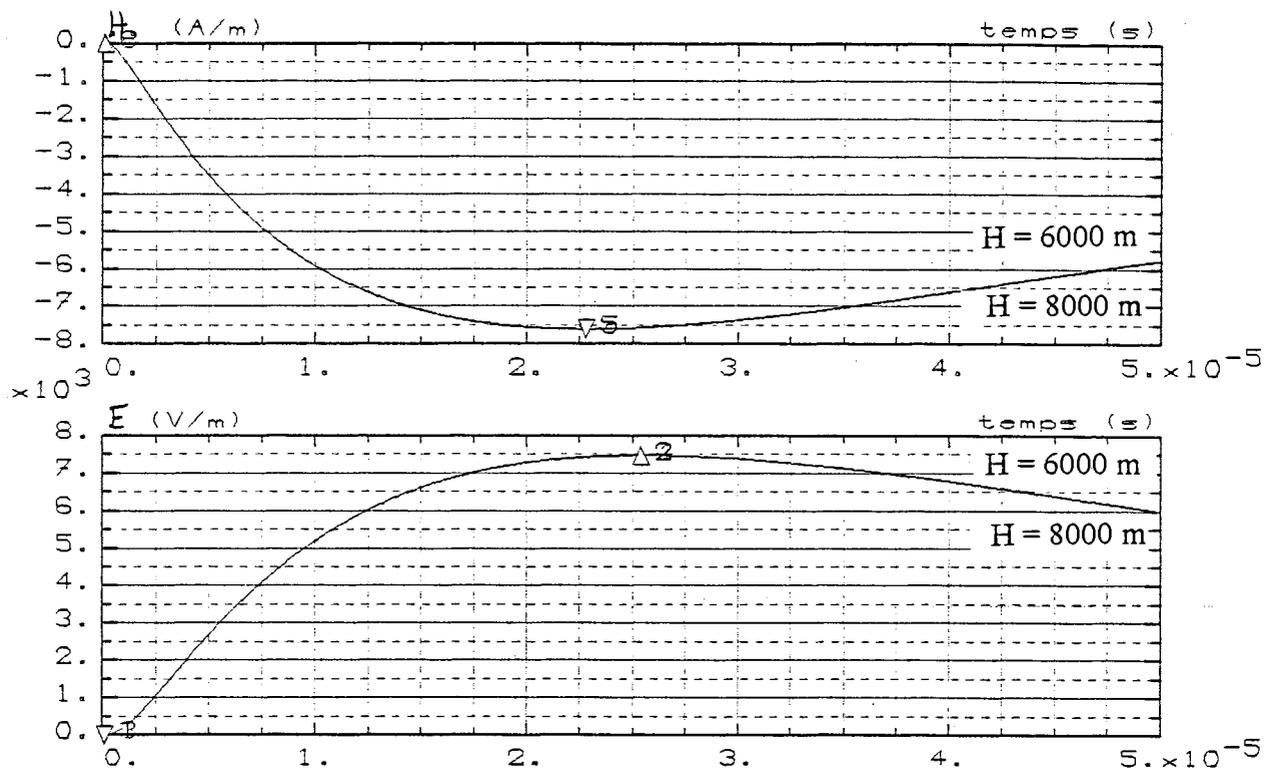
figure V.9 : influence de la forme d'onde utilisée pour la modélisation du courant

V.2°.b.2.5) Influence de la hauteur du canal de décharge modélisée :

Nous avons choisi de lancer les simulations avec la forme d'onde de courant du tir 9130 de la campagne de Saint Privat D'Allier avec un amortissement de l'amplitude nul. Les caractéristiques de cette forme d'onde sont un temps de montée de 11,8 microsecondes, un temps de descente de 71,4 microsecondes et une valeur crête de -4,7 kiloAmpères. Nous avons choisi les hauteurs de canal de 6000, 7000 et 8000 mètres sans modifier la longueur des dipôles élémentaires pour ne pas introduire d'influence supplémentaire (leur nombre est donc de 1091, 1273 et 1455). Nous avons calculé le rayonnement pour les distances de 50, 100 et 500

mètres. L'annexe V.2 donne les valeurs crêtes obtenues pour une altitude de 10 mètres du point d'observation (la comparaison avec le champ au niveau du sol n'apporte rien de plus). La figure V.10 illustre l'influence de ce paramètre.

Les résultats sont clairs : ce paramètre n'a aucune influence sur le champ électrique et sur le champ magnétique. Ceci est rassurant quant à la validité du modèle. En effet, la longueur du canal modélisé est un artifice du calcul. Son choix dépend uniquement de la fenêtre de simulation. Par contre, dans le cas d'une simulation avec une longueur de canal trop faible pour la fenêtre, les résultats obtenus deviennent assez inexplicables.



Point 1	: temps = .100E-06 (s)	, champ_E1 = 0 (V/m)
Point 2	: temps = .254E-04 (s)	, champ_E1 = 7469.5 (V/m)
Point 3	: temps = .100E-06 (s)	, champ_E2 = 0 (V/m)
Point 4	: temps = .254E-04 (s)	, champ_E2 = 7469.5 (V/m)
Point 5	: temps = .228E-04 (s)	, champ_H1 = -7.6034 (A/m)
Point 6	: temps = .100E-06 (s)	, champ_H1 = 0 (A/m)
Point 7	: temps = .228E-04 (s)	, champ_H2 = -7.6034 (A/m)
Point 8	: temps = .100E-06 (s)	, champ_H2 = 0 (A/m)

influence de la longueur du canal modelise
 en noir : H=6000 m ; en bleu : H=8000 m
 simulation avec $I = -8e3(\exp(-16e3t) - \exp(-1e5t))$, a 100 m du point d'impact, altit

figure V.10 : influence de la hauteur du canal de décharge modélisée

V.2°.b.2.6) Comparaison avec les résultats obtenus en foudre déclenchée :

Nous nous intéressons plus particulièrement au champ électrique puisque le champ magnétique calculé par ce modèle est pratiquement identique à celui calculé par la loi d'Ampère.

Pour le tir 9119 de la campagne de Saint Privat D'Allier, nous avons mesuré un champ maximal de 18,81 kiloVolts/mètre avec un temps de montée de 5,43 microsecondes. Nous avons souligné dans le chapitre II concernant la campagne 1991 que le champ électrique mesuré correspond en grande partie au champ induit par la propagation du précurseur descendant vers le sol. On observe ensuite, le claquage de l'intervalle d'air (brusque passage par zéro du champ électrique) et la partie correspondant au rayonnement dû à l'écoulement du courant semble être masquée car plus faible que les autres composantes. Le calcul nous donne des valeurs bien différentes. Le champ calculé présente une forme biexponentielle de valeur crête égale à 6,9 kiloVolts/mètre, de temps de montée égal à 2,5 microsecondes. Les deux formes d'onde sont donc bien différentes, le front raide intervenant en fin de signal pour les variations mesurées et en début pour celles calculées.

Nous avons réalisé d'autres simulations avec les mesures de la campagne 1993. Les conclusions sont identiques. Nous présentons les courbes obtenues en annexe V.4.

V.2°.b.2.7) Influence de la tortuosité :

Les simulations ont été réalisées en suivant la procédure définie au paragraphe V.2°.b.1), avec les formes d'onde de courant n° 1 et 2, les canaux de décharge tortueux n° 1 et 3 qu'il a fallu adapter afin d'obtenir la longueur de canal requise. Nous présentons leurs nouvelles caractéristiques dans le tableau V.13 et leur représentation graphique à la figure V.11. Les valeurs maximales obtenues pour le champ électrique et le champ magnétique avec la forme d'onde de courant n° 2 sont présentées dans l'annexe V.2 et sont à comparer avec la deuxième partie du tableau présentant les résultats du champ calculé pour un canal rectiligne. Les figures V.12 et V.13 illustrent les résultats obtenus.

canal 1																					
α	25	-80	-10	5	30	-50	-2	-70	7	15	40	20	35	10	-20	-35	30	-10	-5	2	
l (m)	40	35	110	60	30	80	50	20	100	150	200	350	500	800	720	950	550	600	400	300	
canal 3																					
α	2	-10	-30	5	45	20	-5	8	-60	40	35	-25	15	-10	-15	-	-	-	-	-	
l (m)	100	250	400	200	150	500	300	450	350	600	750	800	920	850	700	-	-	-	-	-	

tableau V.13 : nouvelles caractéristiques des canaux de décharge

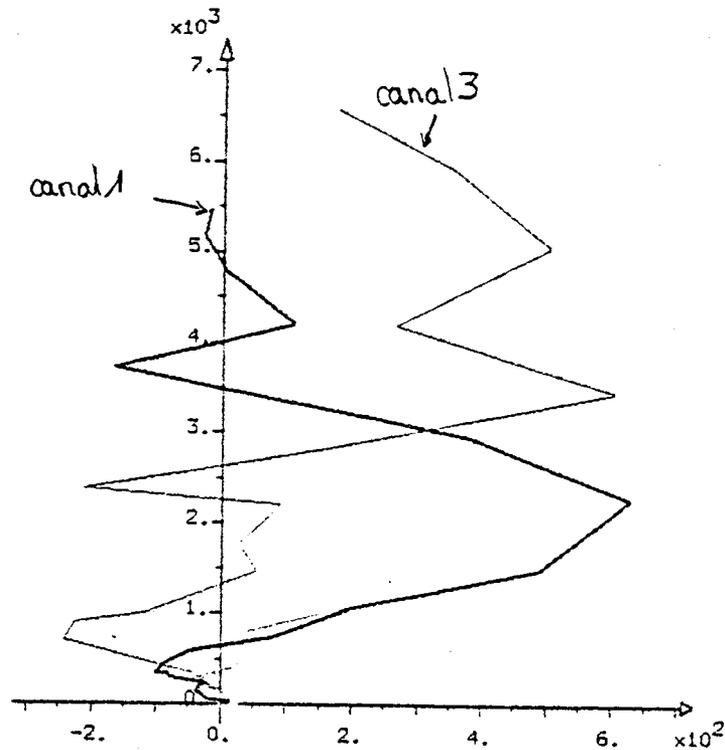
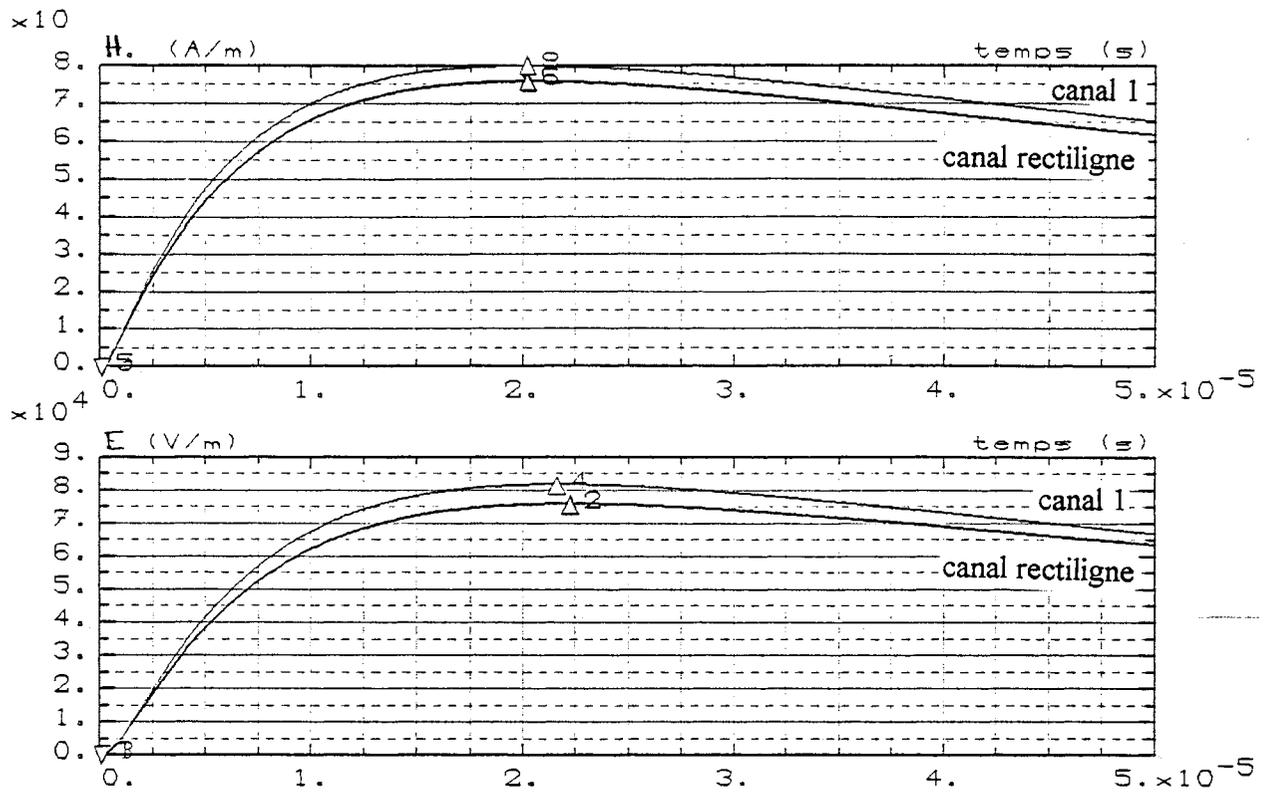


figure V.11 : canaux de décharge n° 1 et 3

En ce qui concerne le champ magnétique, sa valeur crête est plus grande pour le canal n° 1 que pour le canal n° 3 qui est pourtant plus long. Cette tendance s'inverse pour une distance au point d'impact de 500 mètres. L'influence de la tortuosité est donc effective et la différence observée entre ces deux simulations n'est pas due à la différence de longueur des canaux qui introduit d'après le paragraphe précédent aucune différence. Le canal n° 1 est beaucoup plus tortueux que le canal n° 3. Il semble donc que le champ magnétique soit plus important pour un canal tortueux et ceci se confirme avec la comparaison des courbes obtenues pour un canal rectiligne. Mise à part cette légère différence au niveau des valeurs crêtes (différence inférieure à 20 %), les formes d'onde sont identiques comme les figures V.12 et V.13 le montrent. Si nous nous intéressons au champ électrique, les conclusions sont similaires.

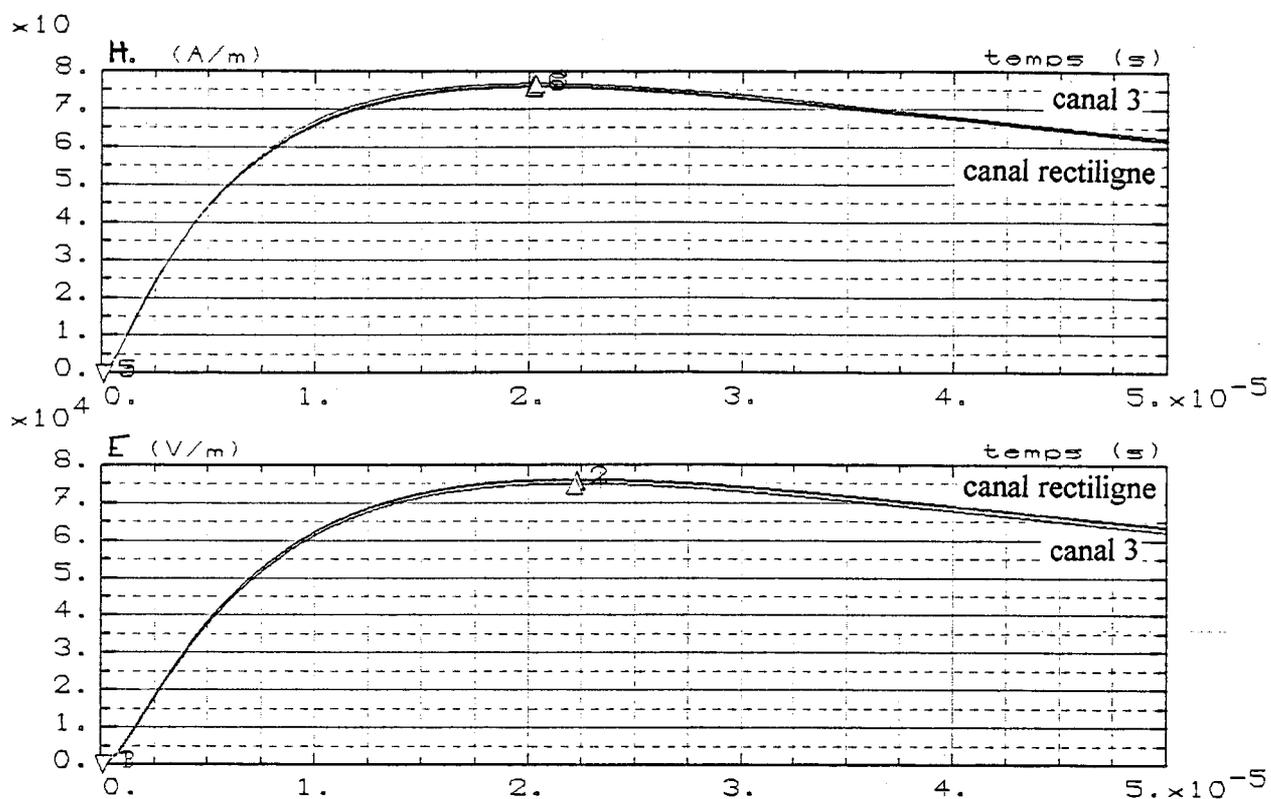
Il est intéressant de s'intéresser à l'influence de la tortuosité sur les composantes radiales ou axiales des champs rayonnés. Cependant, cette influence dépend grandement du trajet du canal et nous sommes confrontés tout de suite à un cas particulier. Dans le cas des canaux que nous avons choisis, les différences ne sont pas flagrantes et sont du même ordre que celles qui existent entre les normes.



- Point 1 : temps = .100E-06 (s) , champ_E1 = 0 (V/m)
- Point 2 : temps = .223E-04 (s) , champ_E1 = 75984 (V/m)
- Point 3 : temps = .100E-06 (s) , champ_E2 = 0 (V/m)
- Point 4 : temps = .216E-04 (s) , champ_E2 = 81799 (V/m)
- Point 5 : temps = .100E-06 (s) , champ_H1 = 0 (A/m)
- Point 6 : temps = .202E-04 (s) , champ_H1 = 75.852 (A/m)
- Point 7 : temps = .100E-06 (s) , champ_H2 = 0 (A/m)
- Point 8 : temps = .202E-04 (s) , champ_H2 = 79.934 (A/m)

influence de la tortuosite du canal de decharge
 en noir : canal rectiligne ; en bleu : canal 1
 simulation avec le courant 1, a 50 m et une altitude nulle

figure V.12 : influence de la tortuosité du canal de décharge (1)



- Point 1 : temps = .100E-06 (s) , champ_E1 = 0 (V/m)
- Point 2 : temps = .223E-04 (s) , champ_E1 = 75984 (V/m)
- Point 3 : temps = .100E-06 (s) , champ_E2 = 0 (V/m)
- Point 4 : temps = .221E-04 (s) , champ_E2 = 74889 (V/m)
- Point 5 : temps = .100E-06 (s) , champ_H1 = 0 (A/m)
- Point 6 : temps = .202E-04 (s) , champ_H1 = 75.852 (A/m)
- Point 7 : temps = .100E-06 (s) , champ_H2 = 0 (A/m)
- Point 8 : temps = .203E-04 (s) , champ_H2 = 76.717 (A/m)

influence de la tortuosité du canal de décharge
 en noir : canal rectiligne ; en bleu : canal 3
 simulation avec le courant 1, a 50 m et une altitude nulle

figure V.13 : influence de la tortuosité du canal de décharge (2)

V.2°.b.2.8) Conclusion :

L'étude de ce modèle nous a permis de connaître son cadre d'application et ses limites. Nous avons montré qu'il permet le calcul du champ magnétique de façon satisfaisante en valeur crête ainsi qu'en forme d'onde. L'influence des paramètres intrinsèques au modèle (hauteur du canal de décharge) n'est pas gênante. Les autres paramètres ne produisent pas des différences inexplicables physiquement. Il semble donc tout à fait valable pour le champ magnétique comme le montrent les comparaisons avec les mesures en foudre déclenchée.

En ce qui concerne le champ électrique, les conclusions sont moins positives. Tout d'abord, le comportement de ce modèle vis à vis de l'amortissement de l'amplitude du courant est assez surprenant. En effet, une décharge dont l'amplitude du courant s'amortit avec l'altitude est a priori moins énergétique et devrait rayonner de façon moindre. Ce point particulier doit donc correspondre à une limite du modèle. En fait, l'introduction d'un amortissement doit réduire la fenêtre temporelle de simulation exploitable de la même façon qu'il faut choisir une longueur de canal adaptée. Ensuite, la comparaison avec les mesures en foudre déclenchée dénonce l'impuissance de ce modèle à fournir une image réelle du champ électrique produit par la décharge de foudre à très faible distance. En effet, le champ électrique dû au déplacement des charges du précurseur est tout à fait prédominant. Il est donc clair que l'utilisation de ce modèle dans ce cadre est inadaptée.

Nous allons maintenant passer à l'étude du dernier modèle : la source de courant mobile.

V.2°.c) **Modèle de la source de courant mobile :**

V.2°.c.1) **Code de calcul :**

Le code de calcul que nous avons réalisé met en application les expressions définies par F. Heidler (Cf chapitre IV, paragraphe IV.1°.c.2). Nous avons ainsi avec les notations de la figure V.14 :

$$\text{avec } R = \sqrt{r^2 + (z - z_p)^2} \quad R_x^+ = \sqrt{r^2 + (z - h_x)^2} \quad R_x^- = \sqrt{r^2 + (z + h_x)^2}$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \int_{-v(t-r/c)}^{v(t-r/c)} dz_p \left\{ \frac{r}{R^3} i\left(t - \frac{R - z_p}{c}\right) + \frac{r}{cR^2} \frac{di}{dt}\left(t - \frac{R - z_p}{c}\right) \right\} \vec{u}_\theta$$

$$+ \vec{u}_\theta \left\{ \frac{r}{cR_x^{+2}} v i\left(t - \frac{R_x^+ - h_x}{c}\right) + \frac{r}{cR_x^{-2}} v i\left(t - \frac{R_x^- + h_x}{c}\right) \right\} \quad (\text{V.10})$$

Le dernier terme de cette expression est dû à la discontinuité de la dérivée temporelle du courant au point h_x .

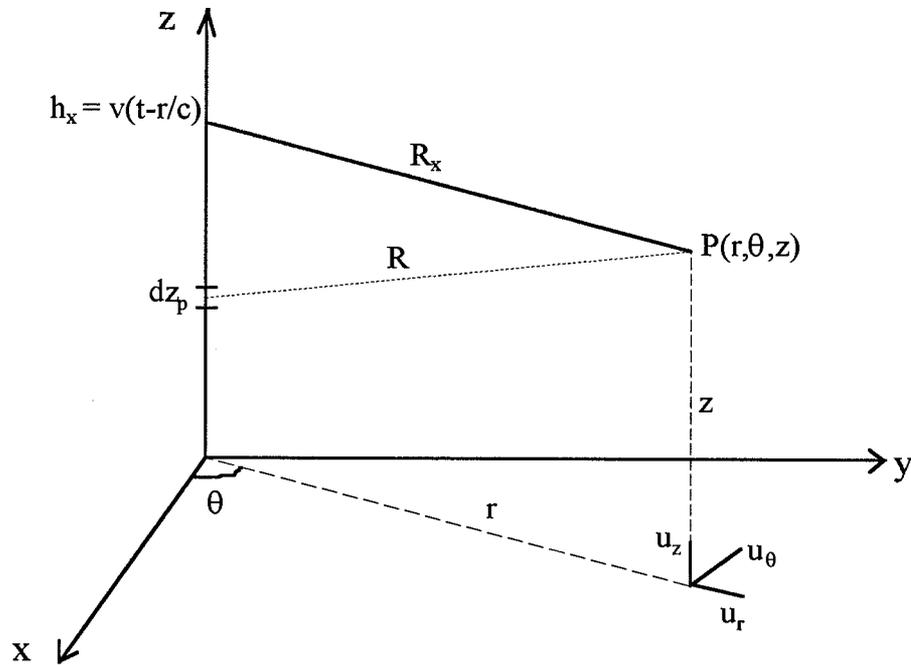


figure V.14 : paramètres du modèle

$$\begin{aligned}
 \vec{E}(\vec{r}, t) = & \frac{1}{4 \pi \epsilon_0} \int_{-v(t-r/c)}^{v(t-r/c)} dz_p \left\{ \left[\frac{3r(z-z_p)}{R^5} \int_{-R/c+z_p/c}^{t-R/c+z_p/c} i(\tau) d\tau \right. \right. \\
 & + \left. \frac{3r(z-z_p)}{cR^4} i\left(t - \frac{R-z_p}{c}\right) + \frac{r(z-z_p)}{c^2 R^3} \frac{di}{dt} \left(t - \frac{R-z_p}{c}\right) \right] \vec{u}_r \\
 & - \left[\frac{R^2 - 3(z-z_p)^2}{R^5} \int_{-R/c+z_p/c}^{t-R/c+z_p/c} i(\tau) d\tau \right. \\
 & + \left. \frac{R^2 - 3(z-z_p)^2}{cR^4} i\left(t - \frac{R-z_p}{c}\right) + \frac{R^2 - (z-z_p)^2}{c^2 R^3} \frac{di}{dt} \left(t - \frac{R-z_p}{c}\right) \right] \vec{u}_z \\
 & + \left[\frac{r(z-h_x)}{c^2 R_x^3} v i\left(t - \frac{R_x^+ - h_x}{c}\right) + \frac{r(z+h_x)}{c^2 R_x^3} v i\left(t - \frac{R_x^- + h_x}{c}\right) \right] \vec{u}_r \\
 & - \left. \left[\frac{R_x^{+2} - (z-h_x)^2}{c^2 R_x^3} v i\left(t - \frac{R_x^+ - h_x}{c}\right) + \frac{R_x^{-2} - (z+h_x)^2}{c^2 R_x^3} v i\left(t - \frac{R_x^- + h_x}{c}\right) \right] \vec{u}_z \right\} \quad (\text{V.11})
 \end{aligned}$$

Les deux derniers termes de cette expression sont dus à la discontinuité de la dérivée temporelle du courant au point h_x .

Le langage de programmation est toujours le fortran 77 et les routines graphiques utilisent les bibliothèques **CAO-BIBS** et **CAO-FIGS** [63, 64]. Comme pour le code de calcul

précédent, les données sont définies de façon interactive et les valeurs calculées des composantes radiale et axiale du champ électrique ainsi que la norme du champ magnétique sont sauvegardées dans un fichier de résultats. Les paramètres du calcul sont les suivants : la longueur des dipôles élémentaires, le nombre d'itérations temporelles et le pas de temps, les coordonnées du point d'observation du champ, les caractéristiques de l'onde de courant de décharge, la vitesse de déplacement de la source de courant, l'amortissement de l'amplitude du courant avec l'altitude.

Nous avons choisi pour lancer les simulations une fenêtre de 50 microsecondes avec un pas de calcul de 1 microseconde, une longueur des dipôles élémentaires de 5,5 mètres et une vitesse de déplacement de la source de courant de $1,1 \cdot 10^8$ mètres/seconde, afin de comparer les résultats avec le modèle précédent. Nous présentons maintenant les résultats obtenus.

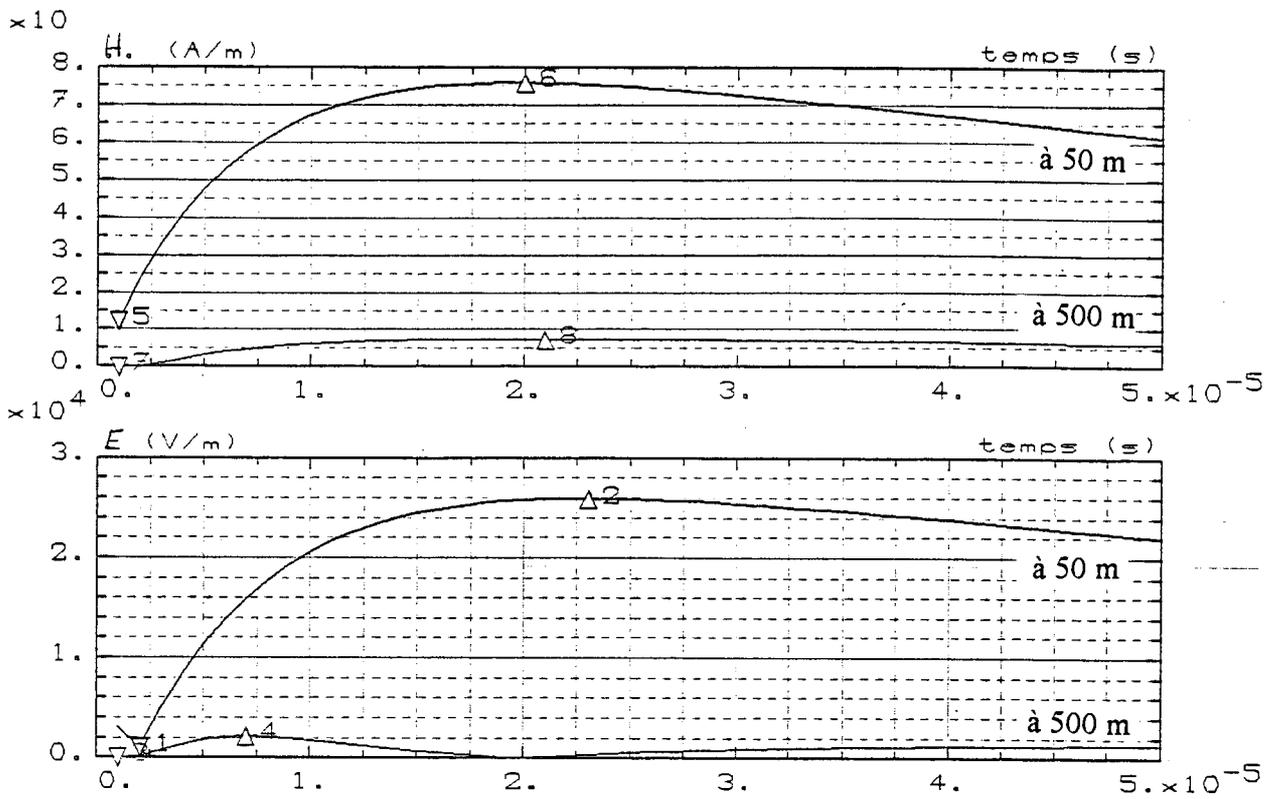
V.2°.c.2) Résultats :

Les notations sont les mêmes que celles utilisées dans la présentation des résultats du modèle précédent. Des tableaux présentant les caractéristiques principales des variations calculées sont proposés dans l'annexe V.3.

V.2°.c.2.1) Influence de la distance au point d'impact et de l'altitude du point d'observation :

La figure V.15 propose un exemple des courbes de variations obtenues. Il s'agit du champ électromagnétique rayonné par le courant n°1 à 50 et 500 mètres du point d'impact et à une altitude nulle. En ce qui concerne le champ magnétique, les variations obtenues sont pratiquement identiques à celles fournies par le modèle de la ligne de transmission. Les formes d'onde sont superposables. Nous retrouvons ainsi la dépendance en environ $1/r$. Les remarques sont donc les mêmes que celles faites pour le modèle précédent. Par contre, pour ce qui est du champ électrique, la forme d'onde calculée est fondamentalement différente. Le pic initial est plus ou moins bien distinct suivant la distance d'observation et la valeur crête est totalement différente de celle obtenue avec le modèle de la ligne de transmission. Nous observons ainsi un facteur 3 de différence. Hormis ce désaccord radical avec le modèle précédent, nous observons une dépendance identique à celle du champ magnétique par rapport à la distance au point d'impact. Cette observation tend à prouver la prédominance de la composante rayonnée par rapport aux composantes induite et électrostatique (Cf équations de Maxwell).

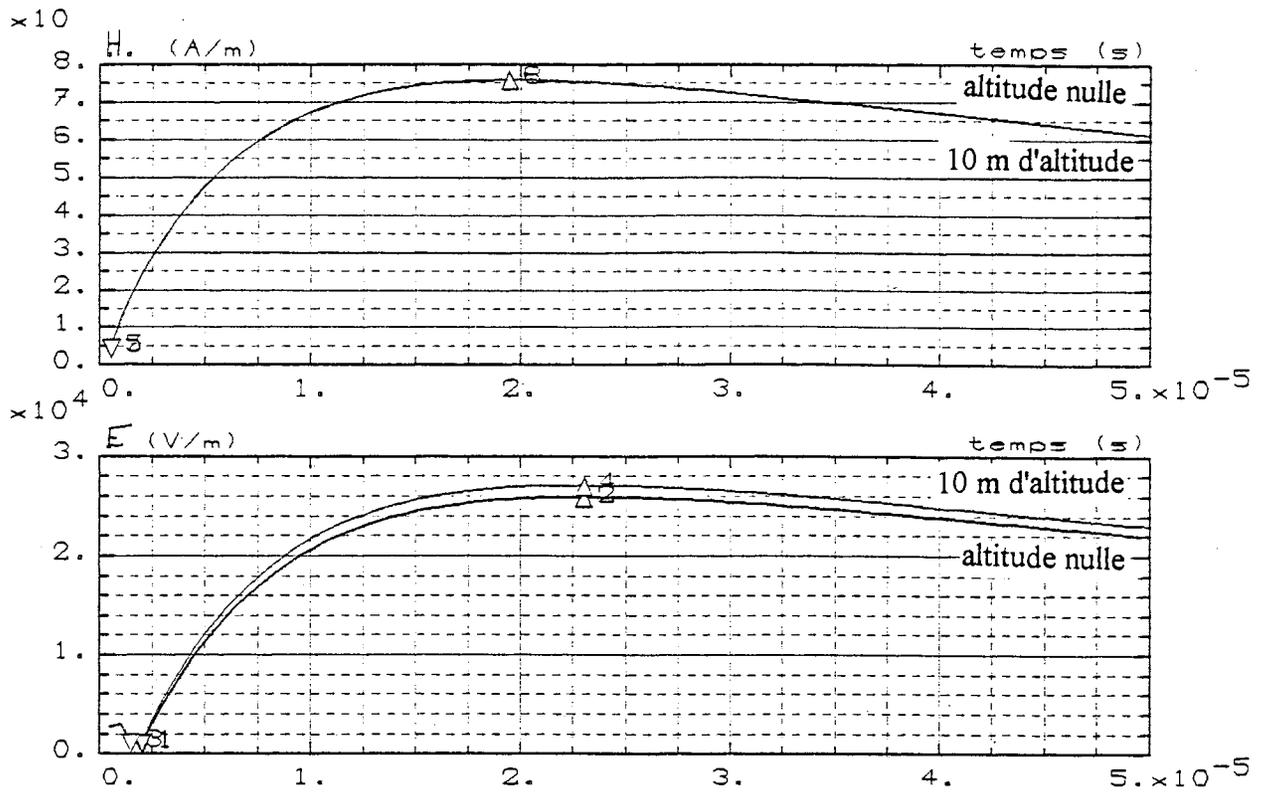
Si nous nous intéressons maintenant à l'influence de l'altitude du point d'observation, il apparaît, comme pour le modèle de la ligne de transmission, que ce paramètre est tout à fait négligeable lorsqu'il varie entre 0 et 10 mètres. La figure V.16 en propose une illustration.



Point 1 : temps = .200E-05 (s) , champ_E1 = 945.65 (V/m)
 Point 2 : temps = .230E-04 (s) , champ_E1 = 25923 (V/m)
 Point 3 : temps = .100E-05 (s) , champ_E2 = 0 (V/m)
 Point 4 : temps = .700E-05 (s) , champ_E2 = 2162.4 (V/m)
 Point 5 : temps = .100E-05 (s) , champ_H1 = 12.265 (A/m)
 Point 6 : temps = .200E-04 (s) , champ_H1 = 75.882 (A/m)
 Point 7 : temps = .100E-05 (s) , champ_H2 = 0 (A/m)
 Point 8 : temps = .210E-04 (s) , champ_H2 = 7.3858 (A/m)

influence de la distance au point d'impact
 en noir : 50 m ; en bleu : 500 m
 simulation avec le courant 1, a une altitude nulle

figure V.15 : influence de la distance au point d'impact



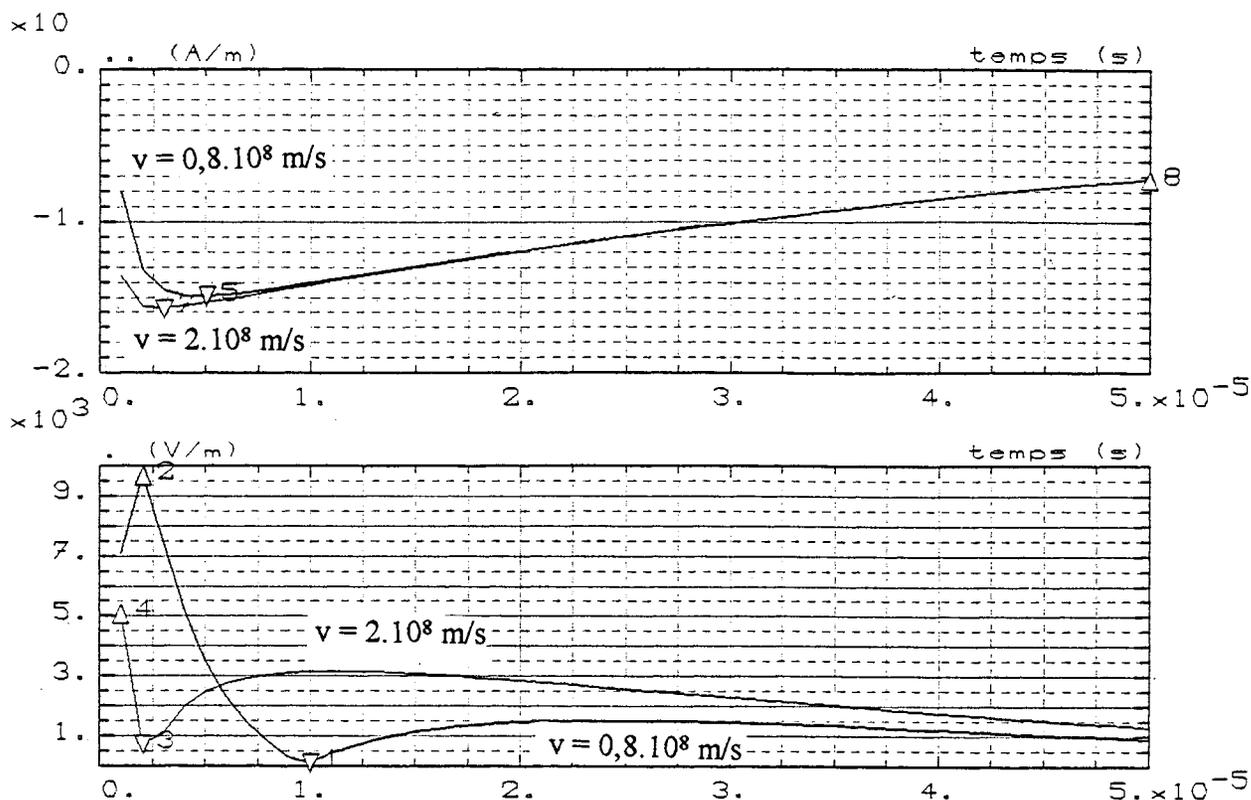
Point 1	: temps = .200E-05 (s)	, champ_E1 = 945.65 (V/m)
Point 2	: temps = .230E-04 (s)	, champ_E1 = 25923 (V/m)
Point 3	: temps = .150E-05 (s)	, champ_E2 = 1091.6 (V/m)
Point 4	: temps = .230E-04 (s)	, champ_E2 = 27126.1 (V/m)
Point 5	: temps = .500E-06 (s)	, champ_H1 = 4.5133 (A/m)
Point 6	: temps = .195E-04 (s)	, champ_H1 = 75.885 (A/m)
Point 7	: temps = .500E-06 (s)	, champ_H2 = 4.4754 (A/m)
Point 8	: temps = .195E-04 (s)	, champ_H2 = 75.885 (A/m)

influence de l'altitude du point d'observation
 en noir : altitude nulle ; en bleu : altitude de 10 m
 simulation avec le courant 1, a 50 m du point d'impact

figure V.16 : influence de l'altitude du point d'observation

V.2°.c.2.2) Influence de la vitesse de déplacement de la source de courant :

En ce qui concerne le champ magnétique, l'influence de ce paramètre se traduit par une variation maximale de la valeur crête égale à 10 % et une variation maximale du temps de montée de 40 %. Pour ce qui est du champ électrique, cette influence est beaucoup plus spectaculaire. Mis à part le pic initial dont l'instant d'apparition présente une variation de 50%, la valeur maximale atteinte par la deuxième "bosse" varie aussi de 50%. Ces résultats sont obtenus pour les cas présentés par la figure V.17, c'est-à-dire le champ calculé avec le courant n°2, à 100 mètres du point d'impact et 10 mètres d'altitude pour des vitesses de $0,8 \cdot 10^8$ et $2 \cdot 10^8$ mètres/seconde.



Point 1	: temps = .100E-04 (s)	, champ_E1 = 120.202 (V/m)
Point 2	: temps = .200E-05 (s)	, champ_E1 = 9692.02 (V/m)
Point 3	: temps = .200E-05 (s)	, champ_E2 = 707.294 (V/m)
Point 4	: temps = .100E-05 (s)	, champ_E2 = 5087.77 (V/m)
Point 5	: temps = .500E-05 (s)	, champ_H1 = -14.919 (A/m)
Point 6	: temps = .500E-04 (s)	, champ_H1 = -7.1714 (A/m)
Point 7	: temps = .300E-05 (s)	, champ_H2 = -15.699 (A/m)
Point 8	: temps = .500E-04 (s)	, champ_H2 = -7.1728 (A/m)

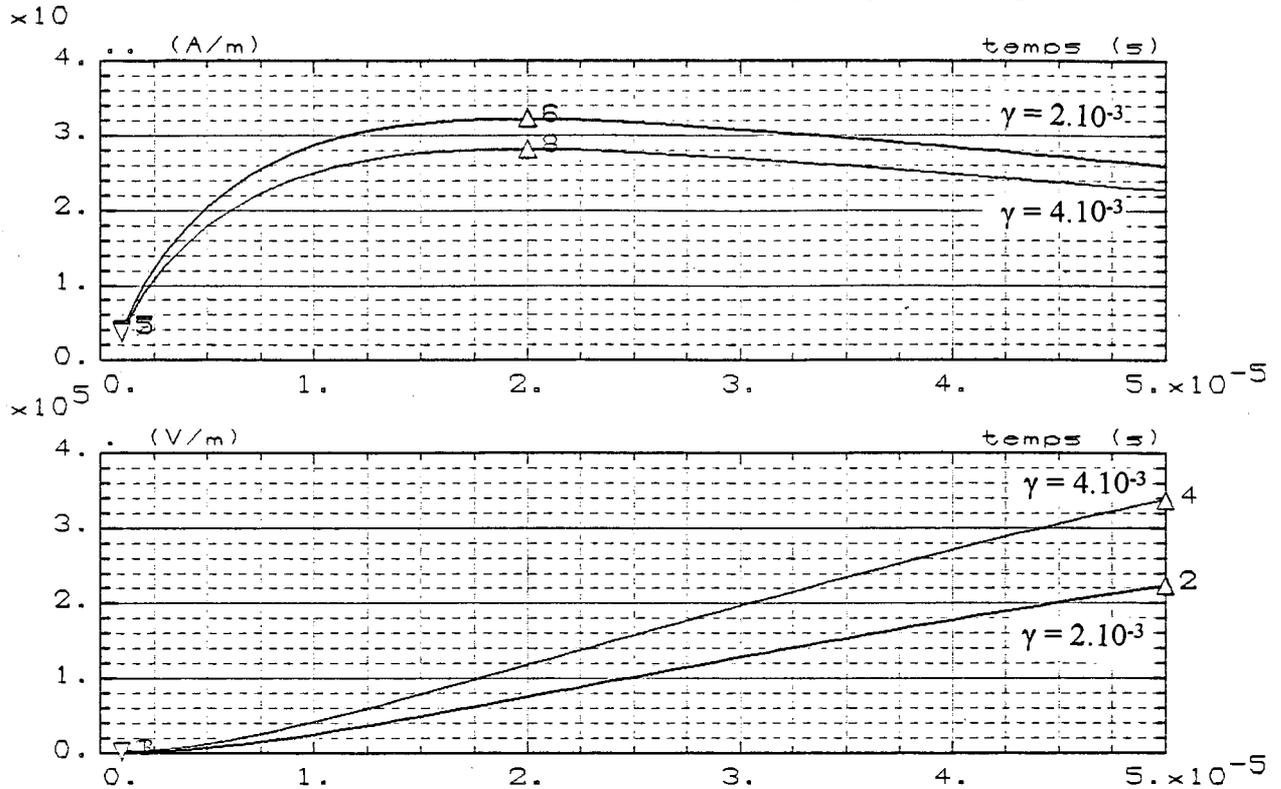
influence de la vitesse de déplacement de la source de courant
 en noir : $v = 0,8e8$ m/s ; en bleu : $v = 2e8$ m/s
 simulation avec le courant 2 a 100 m du point d'impact et 10 m d'altitude

figure V.17 : influence de la vitesse de déplacement de la source de courant

V.2°.c.2.3) Influence de l'amortissement de l'amplitude de l'onde de courant avec l'altitude :

Pour cette étude, nous avons obtenu les mêmes formes d'onde que celles fournies par le modèle de la ligne de transmission aussi bien pour le champ magnétique que pour le champ électrique. Ce paramètre a donc une grande influence sur le champ calculé. D'autre part, la concordance des résultats obtenus avec les deux modèles pour des amortissements non nuls fait ressortir la différence essentielle qui existe entre eux : le modèle de la ligne de transmission tient compte du rayonnement de l'ensemble du canal à chaque instant alors que pour le modèle de la source de courant mobile, le canal a une longueur qui dépend de l'instant. Ainsi, lorsque

l'amortissement de l'amplitude du courant rend négligeable la contribution des dipôles situés en altitude, les deux modèles se rejoignent. La figure V.18 présente un exemple des formes d'onde obtenues pour une simulation réalisée avec le courant n°1, à 100 mètres du point d'impact et une altitude nulle, le coefficient γ du facteur $\exp(-\gamma z)$ étant pris égal à $2 \cdot 10^{-3}$ puis $4 \cdot 10^{-3}$.



Point 1	: temps = .100E-05 (s)	, champ_E1 = 2438.2 (V/m)
Point 2	: temps = .500E-04 (s)	, champ_E1 = 223920 (V/m)
Point 3	: temps = .100E-05 (s)	, champ_E2 = 2293.6 (V/m)
Point 4	: temps = .500E-04 (s)	, champ_E2 = 338550 (V/m)
Point 5	: temps = .100E-05 (s)	, champ_H1 = 4.0433 (A/m)
Point 6	: temps = .200E-04 (s)	, champ_H1 = 32.187 (A/m)
Point 7	: temps = .100E-05 (s)	, champ_H2 = 3.7785 (A/m)
Point 8	: temps = .200E-04 (s)	, champ_H2 = 28.156 (A/m)

influence de l'amortissement de l'onde de courant avec l'altitude
 en noir : $\gamma = 2e-3$; en bleu : $\gamma = 4e-3$
 simulation avec le courant 1, à 100 m du point d'impact, altitude nulle

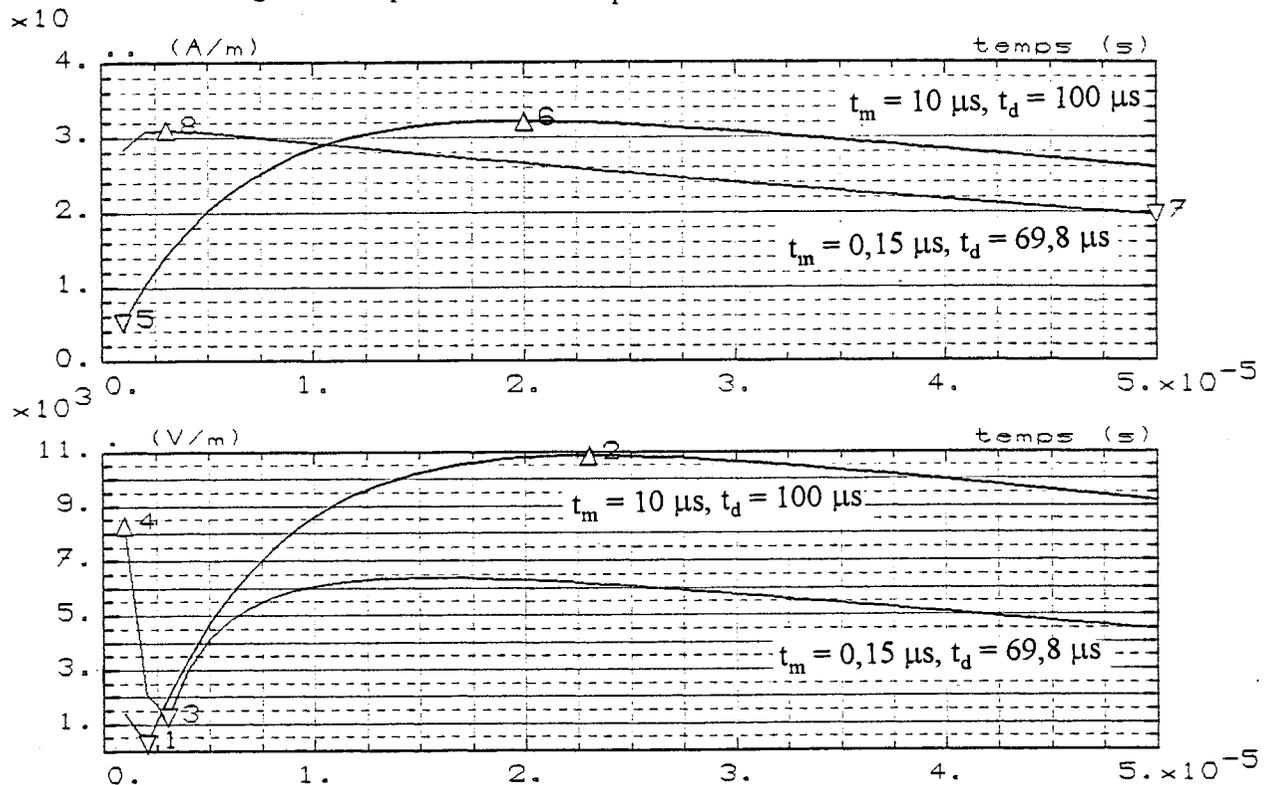
figure V.18 : influence de l'amortissement de l'amplitude du courant avec l'altitude

V.2°.c.2.4) Influence de la forme d'onde du courant :

Il apparaît au regard des résultats que le champ magnétique est moins sensible à ce paramètre que le champ électrique en ce qui concerne la valeur crête. Le temps de montée de l'onde de champ est quant à lui fortement lié à celui de l'onde de courant et on observe ainsi de grandes différences. Pour ce qui est du champ électrique, le décalage temporel est moins

important et l'influence de la forme d'onde du courant se répercute sur la valeur maximale atteinte par la seconde "bosse" dont les variations atteignent 40%.

De plus, en comparant les formes d'onde obtenues avec celles fournies par le modèle de la ligne de transmission, l'influence de la forme d'onde du courant n'est pas identique pour les deux modèles. En effet, le champ magnétique calculé avec la forme d'onde du courant n°1 est identique pour les deux modèles mais celui calculé avec la forme proposée par Heidler pour simuler un arc-en-retour subséquent est distinctement différent. Le temps de montée de l'onde obtenue à partir du modèle de la ligne de transmission est plus faible. En ce qui concerne le champ électrique, aucune comparaison n'est possible puisque les courbes sont radicalement différentes. La figure V.19 présente un exemple de ces résultats.



Point 1	: temps = .200E-05 (s)	, champ_E1 = 292.64 (V/m)
Point 2	: temps = .230E-04 (s)	, champ_E1 = 10860 (V/m)
Point 3	: temps = .300E-05 (s)	, champ_E2 = 1255.7 (V/m)
Point 4	: temps = .100E-05 (s)	, champ_E2 = 8327.5 (V/m)
Point 5	: temps = .100E-05 (s)	, champ_H1 = 5.1924 (A/m)
Point 6	: temps = .200E-04 (s)	, champ_H1 = 32.123 (A/m)
Point 7	: temps = .500E-04 (s)	, champ_H2 = 19.826 (A/m)
Point 8	: temps = .300E-05 (s)	, champ_H2 = 31.025 (A/m)

influence de la forme d'onde utilisée pour la modélisation du courant
 en noir : $t_m = 10 \mu\text{s}$, $t_d = 100 \mu\text{s}$; en bleu : $t_m = 0,15 \mu\text{s}$, $t_d = 69,8 \mu\text{s}$
 simulation à 50 m du point d'impact, altitude nulle

figure V.19 : influence de la forme d'onde utilisée pour la modélisation du courant

V.2°.c.2.5) Conclusion :

Le but poursuivi par F. Heidler avec ce modèle était de palier aux imprécisions du modèle de la ligne de transmission. Ainsi, ce modèle fait apparaître le pic initial du champ proche (distance de l'ordre du kilomètre) et l'inversion du champ lointain (distance de l'ordre de la centaine de kilomètres). Cependant, nous nous intéressons pour notre part au champ très proche (à une distance inférieure à 500 mètres du point d'impact).

Il apparaît que, dans ce cadre, le modèle de la source de courant mobile permet un calcul satisfaisant du champ magnétique mais il n'apporte pratiquement aucune amélioration du modèle de la ligne de transmission. En effet, les résultats des deux modèles sont très semblables. De plus, le temps de calcul est relativement plus important pour le modèle de la source de courant mobile. Aussi, du point de vue du champ magnétique, ce modèle n'offre pas un intérêt supérieur à celui du modèle précédent.

En ce qui concerne le champ électrique, le calcul fournit des formes d'onde radicalement différentes de celles obtenues précédemment. Malheureusement, aucune validation de ce modèle ou du modèle de la ligne de transmission n'a été faite, à notre connaissance, par rapport à des mesures réelles. Ces comparaisons sont de toute façon, comme nous l'avons souligné lors du chapitre II, délicates à réaliser en ce qui concerne le champ électrique car l'influence du champ dû au déplacement des charges initiant et formant le précurseur par bonds n'est pas négligeable. Aussi, il nous est impossible de conclure quant à la qualité des résultats obtenus par rapport à celle du modèle précédent.

V.3°) Conclusion :

Ce chapitre a présenté les résultats des différentes simulations réalisées à l'aide de trois modèles : le modèle de la loi d'Ampère, le modèle de la ligne de transmission et le modèle de la source de courant mobile. Il nous est maintenant permis de tirer les conclusions relatives aux avantages et inconvénients de chaque modèle utilisé dans le cadre du champ très proche (distance inférieure à 500 mètres du point d'impact).

Il apparaît que le calcul du champ magnétique fournit des résultats équivalents quelque soit le modèle utilisé. L'apport original de chaque modèle se situant au niveau de la forme précise de l'onde de champ et non au niveau de l'amplitude maximale atteinte. Pour la loi d'Ampère, il est nécessaire cependant de ne l'utiliser uniquement pour avoir un ordre de grandeur puisque l'influence du temps de montée de l'onde de courant n'est pas prise en compte. Suivant l'utilisation, il faudra donc choisir entre la simplicité du modèle et la précision de la forme d'onde calculée.

En ce qui concerne le champ électrique, seuls deux modèles restent en concurrence et ces modèles fournissent des résultats radicalement différents. Or, nous avons remarqué sur les enregistrements de champ électrique réalisés lors de la campagne de foudre déclenchée de Saint Privat D'Allier que les variations temporelles débutaient avant l'arc-en-retour. Il est donc clair que le champ rayonné par le passage du courant dans le canal de décharge est noyé dans une composante "électrostatique" due au déplacement des charges électriques formant et initiant le précurseur. Il n'y a donc pas moyen de décider quelle forme d'onde parmi celles calculées à partir de nos deux modèles correspond à la réalité du phénomène naturel. Mais ce désaccord permet de souligner le problème de l'intérêt de ce type de modèle qui ne tient compte que du champ rayonné par le passage du courant dans le canal de décharge. D'après les mesures en foudre déclenchée, ce n'est pas le champ prépondérant lorsque l'on se place très près du point d'impact. Ainsi, si notre objectif est de connaître le champ produit par une décharge de foudre située dans un rayon de 500 mètres, il est nécessaire de se tourner vers un autre modèle qui tiendra compte du champ créé par l'approche du précurseur.

CONCLUSION

Le travail que nous venons d'exposer avait pour objectif non pas d'élucider les phénomènes physiques complexes mis en jeu au cours d'une décharge de foudre mais de réaliser une caractérisation aussi précise que possible du rayonnement engendré afin de constituer des modèles utilisables pour prévoir les effets de la foudre. Pour cela, nous nous sommes intéressés à l'aspect mesures expérimentales et à l'aspect modélisation numérique.

Nous avons ainsi présenté les résultats des mesures réalisées lors de la campagne de déclenchement artificiel de la foudre qui a eu lieu en 1991 à Saint Privat D'Allier. Ces mesures nous permettent de connaître le rayonnement produit par une décharge de foudre, déclenchée mais sur site naturel. Les différences avec le phénomène naturel sont donc minimales. Ces données ont constituées ainsi une base de données sur le phénomène qui nous a permis de nous intéresser à d'autres moyens moins contraignants de l'étude de la foudre et de son rayonnement.

L'étude en laboratoire des grandes étincelles représente un moyen d'étude intéressant de la décharge de foudre. En effet, l'analogie qui existe entre ces deux phénomènes, grande étincelle et foudre, autorise les expérimentateurs à considérer les observations faites sur le premier comme applicable au second. Ainsi, notre étude nous a permis de définir la complémentarité des essais en laboratoire et des essais en foudre déclenchée. Les niveaux de champ rayonné sont du même ordre et des études paramétrées peuvent être conduites grâce à une certaine répétitivité des essais. De plus, il est possible d'étudier les précurseurs par bond de la décharge du point de vue rayonnement mais aussi du point de vue courant de décharge.

Enfin, nous nous sommes lancés dans l'étude des principaux modèles permettant le calcul du rayonnement électromagnétique produit par la décharge de foudre. Nous avons réalisé une série de simulations basées sur les trois modèles principaux de calcul du rayonnement électromagnétique généré par la foudre. Notre objectif était de déterminer le modèle le plus simple capable de prévoir le champ rayonné en vue de la caractérisation des phénomènes induits. Nous avons donc lancé une étude paramétrée de ces modèles afin de définir la sensibilité des résultats fournis par rapport aux paramètres de la modélisation. Nous nous sommes placés dans le cadre du champ très proche, à une distance inférieure à 500 mètres du point d'impact. Cette zone d'étude a été assez rarement étudiée et nous avons montré que les modèles disponibles actuellement présentent une imprécision importante dans la détermination du champ électrique très proche. En effet, aucun ne prend en compte la propagation du

précurseur vers le sol qui est à l'origine de la part la plus importante du champ électrique et qui masque la part rayonnée par le passage du courant impulsionnel dans le canal de décharge, seule part prise en compte actuellement. Ainsi, les modèles étudiés ne permettent pas la détermination du champ électrique à très proche distance et ne répondent donc pas au besoin que nous avons.

Aussi, la suite de ce travail est de trouver un moyen d'introduire dans la modélisation l'influence du déplacement des charges transportées par le précurseur sur le champ électrique produit au niveau du sol. De plus, un approfondissement de cette tâche consisterait en la recherche plus précise d'un modèle de précurseurs par bonds. L'objectif de cette modélisation serait alors la caractérisation du rayonnement haute fréquence produit par la foudre. Les essais en laboratoire haute tension seraient ici d'un grand secours puisque les mesures du phénomène réel sont pratiquement impossibles.

Table des figures et tableaux

Chapitre 1 :

figure I.1 : transferts de charges entre la terre et l'électrosphère [1].....	11
figure I.2 : le nuage orageux et ses effets sur le champ électrostatique au sol [2, 4, 5]	12
figure I.3 : développement temporel d'une décharge de foudre négative descendante [5].	15
figure I.4 : modélisation de l'onde de courant de foudre	16
tableau I.1 : valeurs significatives des caractéristiques électriques de la foudre [2, 5].	16
figure I.5 : enregistrement simultané du courant de foudre (a) et de sa dérivée (b) réalisé lors de la campagne de déclenchement artificiel de la foudre à Saint Privat D'Allier durant l'été 1986 [12].	17
figure I.6 : exemples de formes de courants de foudre négatifs et positif obtenus au Mont San Salvatore à Lugano en Suisse [2].	17
figure I.7 : exemples d'impulsions magnétiques enregistrées au cours d'un éclair naturel comprenant des décharges dans le nuage et entre le nuage et le sol. Les impulsions de type bipolaire (1) et unipolaire (2) sont des caractéristiques des décharges intranuages	18
tableau I.2 : résultats généraux des mesures de champs électromagnétiques réalisées à Saint Privat D'Allier en 1975 [6].	19
figure I.8 : formes d'onde typiques des signaux de champ électrique rayonnés lors des décharges nuage-sol par un premier arc-en-retour (a), un arc-en-retour subséquent précédé d'un précurseur par bonds (b), et un arc-en-retour précédé par un précurseur continu (c)	19
figure I.9 : signaux dI/dt et dE/dt enregistrés simultanément (dE/dt à 50 m) lors du 4e arc-en-retour de l'éclair déclenché 8504 au Kennedy Space Center. Champ E obtenu par intégration numérique. Le courant crête était de 11,2 kA [13].	20
figure I.10 : schéma simplifié du développement d'une décharge positive	22
figure I.11 : schéma du développement d'une décharge négative	23
tableau I.3 : comparaison de quelques paramètres de l'étincelle de laboratoire et de la décharge atmosphérique [21].	24

Chapitre 2 :

figure II.1 : le système de déclenchement artificiel de la foudre [27].	29
figure II.2 : déroulement d'un tir [29]	32
figure II.3 : plan du site de déclenchement et des points de mesure [29].	35
tableau II.1 : configuration des voies de mesure [32]	39

figure II.4 : schéma synoptique de l'expérimentation [32].....	39
figure II.5 : principe de distribution du signal de déclenchement des acquisitions [32].....	40
figure II.6 : localisation des points de mesure du champ électromagnétique [32].....	40
figure II.7 : position relative du capteur H31	42
tableau II.2 : résultats du tir 9113.....	43
figure II.8 : courant de foudre du tir 9113 (mesure du L.A.S.P./CENG).....	44
figure II.9 : champ magnétique produit par le tir 9113 à 77 mètres	45
figure II.10 : courant de foudre calculé à partir du champ magnétique mesuré lors du tir 9113.....	46
figure II.11 : champ électrique produit par le tir 9113 à 77 mètres	47
figure II.12 : courant induit sur la ligne EDF par le tir 9113.....	48
tableau II.3 : résultats du tir 9119.....	49
tableau II.4 : résultats du tir 9120.....	49
tableau II.5 : résultats du tir 9126.....	51
tableau II.6 : résultats du tir 9128 (première partie).....	52
tableau II.7 : résultats du tir 9128 (seconde partie).....	52
tableau II.8 : résultats du tir 9130.....	53
figure II.13 : résultats du test de la sonde de courant Stangenes 0.5-1.0W.....	55
figure II.14 : évolution d'une décharge de foudre déclenchée artificiellement [28].....	58
Chapitre 3 :	
figure III.1 : schéma du circuit d'essais considéré.....	62
figure III.2 : schéma synoptique de l'expérimentation.....	66
figure III.3 : localisation des éléments de l'expérimentation (vue de dessus du hall).....	66
tableau III.1 : résultats de l'influence de la longueur de l'étincelle.....	67
tableau III.2 : résultats de l'influence des parois	68
tableau III.3 : résultats de l'influence de la distance capteur/arc.....	69
tableau III.4 : ordres de grandeur du champ magnétique obtenus à partir de la loi d'Ampère.....	69
tableau III.5 : résultats de l'influence de la sensibilité des capteurs par rapport à leur environnement.....	70
figure III.4 : plan du hall très haute tension des Renardières.....	74
figure III.5 : vue du montage utilisé.....	75
figure III.6 : instrumentation de la pointe.....	75
figure III.7 : évolution temporelle de la tension de pointe (claquage 1213).....	77

figure III.8 : évolution temporelle du courant de pointe (claquage 1213)	78
figure III.9 : champ électrique mesuré par le capteur Mélopée E30	79
figure III.10 : champ électrique mesuré par le capteur Mélopée E30 modifié.....	80
figure III.11 : champ magnétique mesuré par le capteur Mélopée H31	81
figure III.12 : mode de déclenchement de l'acquisition	81
figure III.13 : schéma synoptique des mesures	82
figure III.14 : Polaroid de l'écran de l'oscilloscope analogique TEKTRONIX représentant le champ électrique mesuré par l'antenne log-spirale (base de temps de 50 μ s/carreau).....	83
figure III.15 : Polaroid de l'écran de l'oscilloscope analogique TEKTRONIX représentant le champ électrique mesuré par l'antenne log-spirale lors d'un bond du précurseur avec le filtre de 100 MHz (base de temps de 0,5 μ s/carreau)	83
figure III.16 : champ électrique mesuré par l'antenne log-spirale lors du claquage 1213	85
figure III.17 : champ magnétique mesuré lors d'un bond du précurseur (a) et lors de l'arc-en-retour (b).....	85
figure III.18 : champ électrique mesuré par l'antenne log-spirale sans filtre.....	86
figure III.19 : champ électrique mesuré par l'antenne log-spirale avec filtre	87
figure III.20 : configuration de mesure du couplage sur un câble	88
figure III.21 : courant d'un bond du précurseur et courant induit sur le câble	89
figure III.22 : courant de l'arc-en-retour et courant induit sur le câble.....	89
figure III.23 : courant induit sur le câble lors d'un arc-en-retour horizontal	90
figure III.24 : courant induit sur le câble lors d'un arc-en-retour vertical	90
Chapitre 4 :	
figure IV.1 : modèle de la loi d'Ampère	95
figure IV.2 : modèle de la ligne de transmission	96
figure IV.3 : variations du courant de foudre selon le modèle de Bruce et Golde....	97
tableau IV.1 : paramètres de l'équation du courant de foudre en double biexponentielle.....	98
figure IV.4 : principe du modèle de la source de courant mobile	104
figure IV.5 : modèle de la source de courant mobile	105
tableau IV.2 : valeurs des paramètres du courant utilisés	106
figure IV.6 : Champ électromagnétique rayonné par le premier arc-en-retour d'après les modèles de la ligne de transmission (courbes en trait pointillé) et de la source de courant mobile (courbes en trait continu)	107
figure IV.7 : Champ électromagnétique rayonné par un arc subséquent d'après les modèles de la ligne de transmission (courbes en trait pointillé) et de la source de courant mobile (courbes en trait plein)	108

tableau IV.3 : résumé des différences existant entre le modèle de la ligne de transmission et le modèle de la source de courant mobile	109
figure IV.8 : champ magnétique à 1,6 km de la décharge	112
figure IV.9 : activité VHF et champ électrique enregistrés simultanément pendant l'initiation d'un éclair nuage/sol situé à peu près à 20 kilomètres de la station de réception	118
figure IV.10 : signal rapide produit par le pas du précurseur	119
figure IV.11 : signaux de champ magnétique enregistrés au cours d'un éclair naturel : (a) impulsions intranuages, 500 ms avant le premier arc-en-retour; (b) impulsions intranuages bipolaires, 200 ms avant le premier arc-en-retour; (c) impulsions unipolaires	119
figure IV.12 : courant initiateur et champ rayonné du modèle de J.P. Moreau	122
figure IV.13 : représentation simplifiée des différentes phases de la décharge à l'instant initial de la modélisation	122
figure IV.14 : circuit électrique décrivant la décharge	123

Chapitre 5 :

figure V.1 : prise en compte de la tortuosité	127
tableau V.1 : paramètres de définition du canal 1	127
tableau V.2 : paramètres de définition du canal 2	128
tableau V.3 : paramètres de définition du canal 3	128
figure V.2 : représentation des canaux 1, 2 et 3	128
figure V.3 : calcul de la contribution du segment i	130
tableau V.4 : influence de la distance au point d'impact	132
tableau V.5 : caractéristiques de formes d'onde biexponentielles	132
tableau V.6 : caractéristiques des courants des tirs 9119 et 9130	132
tableau V.7 : caractéristiques des formes d'onde utilisées par F. Heidler	133
tableau V.8 : comparaison avec les mesures en foudre déclenchée	134
tableau V.10 : comparaison entre la foudre déclenchée et le calcul utilisant le canal 1	134
tableau V.9 : influence de la tortuosité	135
tableau V.11 : influence de la tortuosité et de la propagation de l'onde de courant	136
tableau V.12 : influence de la tortuosité et du sol infiniment conducteur	137
figure V.4 : tortuosité dans le modèle de la ligne de transmission	139
figure V.5 : influence de la distance au point d'impact	142
figure V.6 : influence de l'altitude du point d'observation	143
figure V.7 : influence de la vitesse de propagation de l'onde de courant	145
figure V.8 : influence de l'amortissement de l'onde de courant avec l'altitude	147

figure V.9 : influence de la forme d'onde utilisée pour la modélisation du courant.....	149
figure V.10 : influence de la hauteur du canal de décharge modélisée.....	150
tableau V.13 : nouvelles caractéristiques des canaux de décharge	151
figure V.11 : canaux de décharge n° 1 et 3	152
figure V.12 : influence de la tortuosité du canal de décharge (1).....	153
figure V.13 : influence de la tortuosité du canal de décharge (2)	154
figure V.14 : paramètres du modèle.....	156
figure V.15 : influence de la distance au point d'impact.....	158
figure V.16 : influence de l'altitude du point d'observation	159
figure V.17 : influence de la vitesse de déplacement de la source de courant	160
figure V.18 : influence de l'amortissement de l'amplitude du courant avec l'altitude.....	161
figure V.19 : influence de la forme d'onde utilisée pour la modélisation du courant.....	162

Bibliographie

I.1, 2 :

1. *The lightning discharge*
Martin A. UMAN - International geophysics series - volume 39 - 1987.
2. *Les principes physiques guidant la protection des bâtiments contre la foudre*
Claude GARY - RGE - tome 89 - n°5 - mai 1980.
3. *A review of natural lightning : experimental data and modeling*
Martin A. UMAN, E. Philip KRIDER - IEEE transactions on electromagnetic compatibility, vol. EMC-24, n°2, may 1982.
4. *La foudre : la comprendre pour mieux s'en protéger*
Claude GARY - RGE - n°3 - mars 1989.
5. *La foudre et les phénomènes orageux*
Claude GARY - RGE - n°3 - mars 1989.

I.3 :

6. *Huit ans d'expérience sur la foudre à Saint Privat D'Allier*
GROUPE DE RECHERCHES DE SAINT PRIVAT D'ALLIER - RGE - n°9 - septembre 1982.
7. *Rayonnement électromagnétique à 300 MHz et champ électrostatique associés aux décharges de foudre*
P. RICHARD, A. LABAUNE, P. LAROCHE - 2nd Colloque International en langue française et Exposition Technique sur la Compatibilité Electromagnétique - CEM 1983.
8. *Structure submicroseconde des champs électromagnétiques rayonnés par la foudre*
C. WEIDMAN - 2nd Colloque International en langue française et Exposition Technique sur la Compatibilité Electromagnétique - CEM 1983.
9. *Radiation characteristics, emission mechanisms and phenomenology of lightning*
C. WEIDMAN, J. HAMELIN, M. LE BOULCH - 6th symposium and technical exhibition on electromagnetic compatibility, Zurich, march 5-7, 1985.
10. *Lightning radiation fields*
C. D. WEIDMAN, E. P. KRIDER - 6th symposium and technical exhibition on electromagnetic compatibility, Zurich, march 5-7, 1985.
11. *Corrélation entre la dérivée des courants de foudre (dI/dt) et celle des champs électriques associés (dE/dt)*
C. LETEINTURIER, C. WEIDMAN, J. HAMELIN - 4^e Colloque International en langue française et Exposition Technique sur la Compatibilité Electromagnétique - Limoges 1987.
12. *Calcul des signaux induits sur une ligne de télécommunication par un coup de foudre proche. Comparaison avec les résultats expérimentaux obtenus à Saint Privat D'Allier*
A. ZEDDAM, R. LERAY, P. DEGAUQUE - 4^e Colloque International en langue française et Exposition Technique sur la Compatibilité Electromagnétique - Limoges 1987.

- 13. Rayonnement électromagnétique des décharges orageuses - Analyse submicroseconde**
C. LETEINTURIER, J. HAMELIN - Revue de physique appliquée - tome 25 - n°2 - février 1990 - pp 139-146.
- 14. La foudre, de l'impact anonyme à l'être envoûtant**
P. DEPASSE - thèse de doctorat de la Faculté Polytechnique de Mons - 7/07/92.
- I.4 :**
- 15. Recherches aux Renardières sur l'amorçage de grands intervalles d'air**
LE GROUPE DES RENARDIERES - Electra - n°23 - juillet 1972.
- 16. Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes tensions**
C. GARY, G. LE ROY, B. HUTZLER, J. LALOT, C. DUBANTON - Collection de la D.E.R. d'E.D.F. - n°51 - Eyrolles - 1984.
- 17. High voltage laboratory tests and lightning phenomena**
B. HUTZLER, G. RIQUEL, J.P. RIU - 10th international aerospace and ground conference on lightning and static electricity - Paris - 1985.
- 18. Simulation de la foudre en laboratoire**
B. HUTZLER - Bulletin de la Direction des Etudes et Recherches d'Electricité de France - série B - Réseaux et matériels électriques - n°3 - 1988 - p 31-40.
- 19. L'étincelle de laboratoire, un moyen d'étude de la foudre ?**
B. HUTZLER - RGE - n°3 - mars 1989.
- 20. Simulation en laboratoire de l'impact au sol**
C. GARY, B. HUTZLER - RGE - n°3 - mars 1989.
- 21. Expérience sur les arcs longs**
B. HUTZLER, I. TAUDIERE - Journées d'études sur la foudre - Chamonix - novembre 1990.
- 22. Simulation en laboratoire du foudroiement de structure au sol : contribution à l'étude du mécanisme d'impact**
J.M. MOREAU - Mémoire d'ingénieur CNAM - Paris - 1992.
- 23. Comportement diélectrique de grands intervalles d'air soumis à des ondes de tension de polarité positive ou négative**
P. ORTEGA - thèse de doctorat de l'université de Pau - juin 1992.
- 24. Etude de la décharge de la foudre dans l'air**
I. FOFANA - rapport de DEA de Génie Electrique de Lyon - CEGELY/ECL - juin 1993.
- II.1, 2, 3, 4, 5 :**
- 25. Research on artificially triggered lightning in France**
A. EYBERT-BERARD, P. HUBERT, A. MEESTERS, P. PERROUD, J. HAMELIN, J. PERSON - IEEE transactions on power apparatus and systems, vol. PAS - 97, n°3, may/june 1978.
- 26. Applications of artificially triggered lightning in France : possibilities and limitations**
THE SAINT PRIVAT D'ALLIER RESEARCH GROUP - 6th symposium and technical exhibition on electromagnetic compatibility, Zurich, march 5-7, 1985.
- 27. Triggered lightning flash characterisation**
P. LAROCHE, A. EYBERT-BERARD, L. BARRET - 10th international aerospace and ground conference on lightning and static electricity - Paris - 1985.

- 28. Décharges orageuses : analyse submicroseconde des courants et des champs électromagnétiques associés**
C. LETEINTURIER - thèse de doctorat - Paris - 1988.
- 29. Mise en oeuvre d'un système de mesure temporelle du rayonnement électromagnétique de la foudre**
S. RATHOIN - rapport de fin d'études - Ecole Centrale de Lyon - juin 1990.
- 30. Voltages induced on a test distribution line by artificially initiated lightning at close range : measurement and theory**
M. RUBINSTEIN, M. A. UMAN, E. M. THOMSON, P. MEDELIUS - 20th international conference on lightning protection - Interlaken, Switzerland, september 24-28, 1990.
- 31. Expérience sur les foudroiements déclenchés**
A. EYBERT-BERARD - Journées d'études sur la foudre - Chamonix - novembre 1990.
- 32. Campagne de foudre déclenchée de Saint Privat D'Allier - Résultats expérimentaux obtenus en 1991 et approche simplifiée**
P. BARATON, S. RATHOIN - note technique E.D.F./D.E.R. n° HM-25/0018 - mars 1992.
- II.6 :**
- 33. Comparison of fast electric field changes from subsequent return strokes of natural and triggered lightning**
D.M. LE VINE, J.C. WILLET, J.C. BAILEY - Journal of geophysical research, vol.94, n°D11, pages 13,259-13,265, september 30, 1989.
- III. :**
- 34. Mise en évidence des champs électromagnétiques rayonnés par les steps leader lors d'une grande étincelle en polarité négative**
P. BARATON - note technique EDF HM82-1386A - janvier 1991.
- 35. Champs rayonnés par une décharge négative - Investigations - Couplage de la décharge avec un câble**
P. BARATON - note technique EDF HM-82/1397A - février 1991.
- 36. Etude expérimentale de l'influence des décharges de foudre, réelles et en laboratoire, sur des circuits électriques embarqués**
S. RATHOIN, E. PODEVIGNE, P. AURIOL - rapport de fin de contrat ECL/RVI n°2237 - mars 1991.
- 37. Caractérisation du couplage de l'onde de foudre sur un véhicule industriel**
E. PODEVIGNE, M. MALTETE, S. RATHOIN, P. AURIOL - 6^{ème} Colloque International et Exposition Technique sur la Compatibilité Electromagnétique - Ecully 1992.
- 38. Caractérisation du rayonnement électromagnétique de la foudre et de son couplage sur un câble**
P. BARATON, S. RATHOIN, P. AURIOL - Symposium CIGRE sur la compatibilité électromagnétique et les réseaux d'énergie électrique - octobre 1993 - Lausanne (Suisse).
- IV. :**
- 39. Lightning return stroke models**
Y.T. LIN, M.A. UMAN, R.B. STANDLER - Journal of Geophysical Research, vol. 85, n°C3, march 20, 1980.

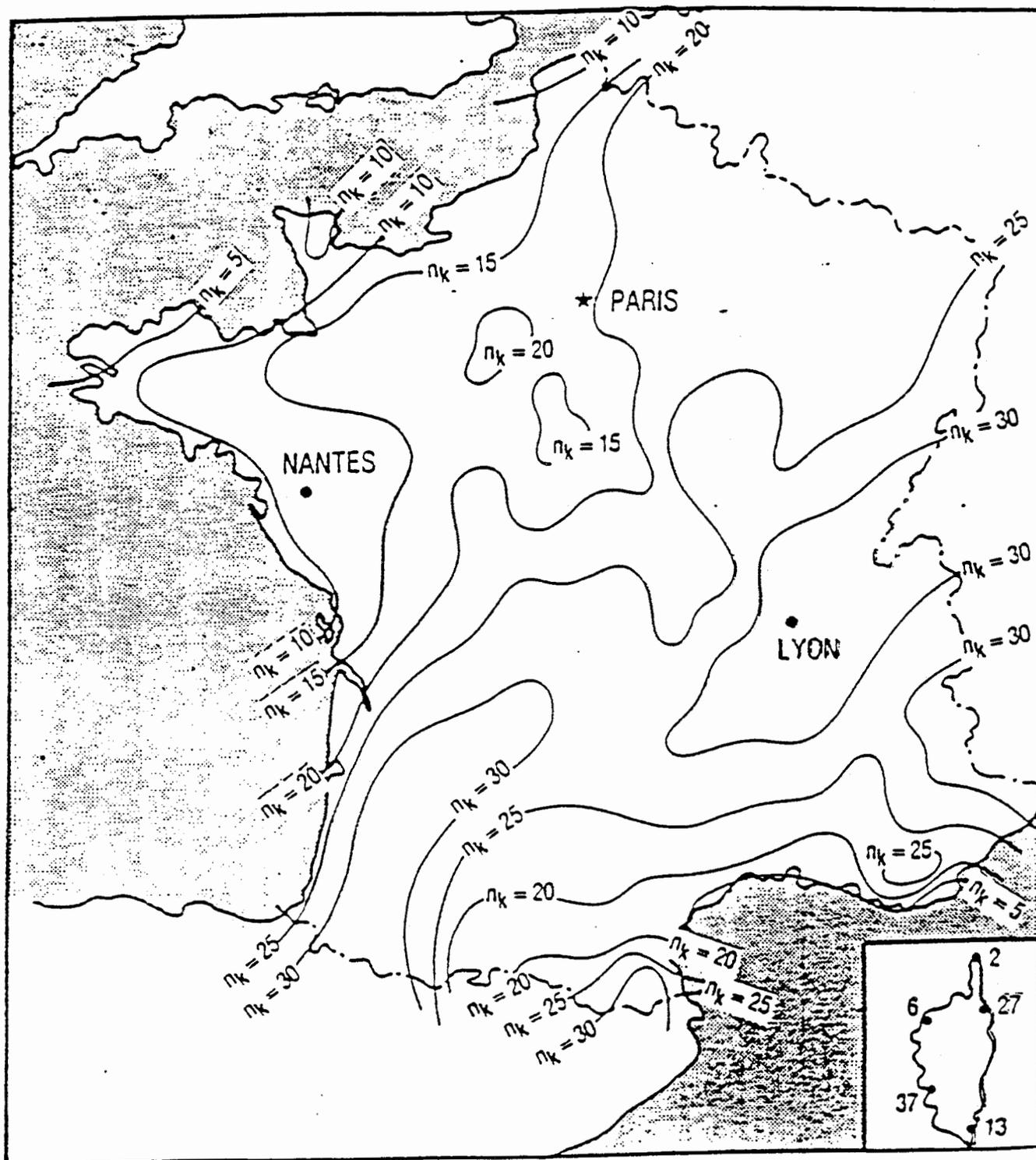
40. *On lightning return stroke models for LEMP calculations*
C.A. NUCCI, C. MAZZETTI, F. RACHIDI, M. IANOZ - 19th International Conference on Lightning Protection, Grätz, May 1988.
41. *Influence des paramètres du courant de foudre sur le spectre de son champ électromagnétique*
C.A. NUCCI, C. MAZZETTI, F. RACHIDI, M. IANOZ - 4^e Colloque International en langue française et Exposition Technique sur la Compatibilité Electromagnétique - Limoges 1987.
42. *Frequency analysis of lightning stroke electromagnetic fields*
C. MAZZETTI, C.A. NUCCI, M. IANOVICI, F. RACHIDI - 7th International Symposium and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility - Zurich, 3-5 March, 1987.
43. *Paramètres des coups de foudre*
K. BERGER, R.B. ANDERSON, H. KRONINGER - Electra n°80 - 1975.
44. *Calculations of lightning return stroke electric and magnetic fields above ground*
M.J. MASTER, M.A. UMAN, Y.T. LIN, R.B. STANDLER - Journal of Geophysical Research, vol.86, n°C12, december 20, 1981.
45. *An experimental test of the "transmission line model" of electromagnetic radiation from triggered lightning return strokes*
J.C. WILLET, V.P. IDONE, R.E. ORVILLE, C. LETEINTURIER, A. EYBERT-BERARD, L. BARRET, E.P. KRIDER - Journal of Geophysical Research, vol.93, n°D4, april 20, 1988.
46. *Lightning near fields generated by return stroke current*
R.A. PEARLMAN - EMC Symposium, San Diego, october 1979.
47. *Traveling current source model for LEMP calculation*
F. HEIDLER - 6th International Symposium and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility - Zurich, 5-7 March, 1985.
48. *Übertragung des TCS-modells in den Frequenzbereich*
H.D. BRÜNS, H. SINGER - 20th International Conference on Lightning Protection - Interlaken 24-28/09/90 - Switzerland.
49. *A statistical simulation of ground wave atmospherics generated by lightning return stroke*
R.E. LEFFERTS - Radio Science, january-february 1978.
50. *Lightning magnetic field calculation using finite element method*
P.R.P. HOOLE, J.E. ALLEN - 10th International Aerospace and Ground Conference on Lightning and Static Electricity, Paris, 1985.
51. *A new model of lightning subsequent stroke - Confrontation with triggered lightning observations*
P. HUBERT - 10th International Aerospace and Ground Conference on Lightning and Static Electricity, Paris, 1985.
52. *Relationship between different return stroke parameters as predicted by a new return stroke model*
V. COORAY - 20th International Conference on Lightning Protection - Interlaken 24-28/09/90 - Switzerland.
53. *Influence de la conductivité du sol sur le rayonnement électromagnétique submicroseconde d'une décharge orageuse*
A. ZEDDAM, C. LETEINTURIER, P. DEGAUQUE - 5^e Colloque International en langue française et Exposition Technique sur la Compatibilité Electromagnétique - Evian 1989.

54. *Influence of the ground conductivity on the electric field derivative measurements*
A. ZEDDAM, C. LETEINTURIER, P. DEGAUQUE - 20th International Conference on Lightning Protection - Interlaken 24-28/09/90 - Switzerland.
55. *Etude théorique et expérimentale de l'influence d'une structure inhomogène et perturbée sur la propagation d'une impulsion électromagnétique*
K. KERROUM, A. BENAKCHA, J. CHANDEZON, J. FONTAINE - 4^e Colloque International en langue française et Exposition Technique sur la Compatibilité Electromagnétique - Limoges 1987.
56. *Etude de l'influence des irrégularités transversales et latérales du relief d'un terrain sur la propagation d'une onde électromagnétique*
A. BENAKCHA, K. KERROUM, J. FONTAINE, J. CHANDEZON - 4^e Colloque International en langue française et Exposition Technique sur la Compatibilité Electromagnétique - Limoges 1987.
57. *Propagation d'impulsions électromagnétiques au-dessus d'un terrain irrégulier ou non homogène*
K. KERROUM, A. AMRI, J. CHANDEZON, J. FONTAINE - Annales des Télécommunications, 43, n°11-12, 1988.
58. *Caractérisation du rayonnement électromagnétique des précurseurs de la foudre*
J.P. MOREAU - Note technique de l'ONERA - 1985.
59. *Analyse du rayonnement électromagnétique VHF-UHF de l'éclair - Application à un modèle d'avancée du précurseur négatif*
I. TAUDIERE - Thèse de doctorat de l'Université Paris VI - octobre 1988.
60. *Analyse spatio-temporelle du rayonnement VHF-UHF associé à l'éclair*
A. BONDIOU, I. TAUDIERE, P. RICHARD, F. HELLOCO - ONERA 1988.
61. *Phénoménologie des phases impulsionnelles du stepped-leader négatif*
S. LARIGALDIE - Journées d'études sur la foudre - Chamonix - novembre 1990.
62. *Etude bibliographique sur les modèles de rayonnement de la foudre - Etape du CERD E.C.L.*
S. RATHOIN, P. BARATON - note technique EDF n° HM-25/0050A - juin 1992.
- V.:
63. *CAO-BIBS, bibliothèque destinée aux concepteurs et utilisateurs de logiciels de CAO*
J.L. COULOMB, B. MOREL, L. MARIAUX, ... - Revue internationale de CFAO et d'infographie - vol 3/88 - Editions Hermès 1988.
64. *CAO-FIGS - Cook-Book et manuel de référence*
D. MULLER, L. MARIAUX, G. MEUNIER - version V1.04 - janvier 1991.
65. *Rayonnement électromagnétique d'une décharge de foudre : étude en champ proche de différents modèles de simulation*
S. RATHOIN, P. AURIOL - 7^{ème} Colloque International et Exposition sur la Compatibilité Electromagnétique CEM94 -Toulouse, 2, 3, 4 mars 1994.

ANNEXES

Annexe I.1

niveaux isokérauniques en France



Annexe II.1

calendrier des alertes et des tirs

début de campagne : 17/05/91 à 17h

installation de l'expérimentation EDF/CEGELY : 18/06/91

date	n° alerte	observations
mardi 28/05/91	1	20:05 ---> 22:08
mercredi 29/05/91	2	16:59 ---> 17:11
jeudi 30/05/91	3	15:30 ---> 15:56
	4	16:45 ---> 16:55
samedi 01/06/91	5	14:30 ---> 15:30
dimanche 02/06/91	6	14:08 ---> 14:59
samedi 15/06/91	7	18:45 ---> 20:12
	8	23:55 --->
dimanche 16/06/91		---> 00:45
	9	01:40 ---> 04:05
	10	04:20 ---> 05:45
	11	06:05 ---> 07:00
	12	07:55 ---> 09:35 : tir 9101 pylône, 08:00:14, réussi, 3 segments
lundi 17/06/91	13	09:50 ---> 10:30
	14	12:00 ---> 12:31
	15	13:10 ---> 14:30 : tir 9102 pylône, 13:19:58, fusion de fil tir 9103 pylône, 13:21:15, fusion de fil tir 9104 pylône, 13:24:43, réussi, 1 segment tir 9105 pylône, 13:26:28, réussi, 1 segment
	16	16:05 ---> 16:20
vendredi 21/06/91	17	20:50 ---> 22:00
samedi 22/06/91	18	04:00 ---> 05:45
	19	17:00 ---> 17:30
dimanche 23/06/91	20	16:10 ---> 17:10
	21	21:05 ---> 22:00
mercredi 26/06/91	22	09:50 ---> 10:40
dimanche 07/07/91	23	14:00 ---> 14:55
	24	17:25 ---> 18:15

date	n° alerte	observations
mardi 16/07/91	25	21:56 ---> 00:00 : tir 9106 pylône, 22:00:07, fusion de fil tir 9107 pylône, 22:02:51, raté tir 9108 pylône, 22:44:13, fusion de fil tir 9109 pylône, 22:45:37, fusion de fil tir 9110 pylône, 22:46:25, fusion de fil tir 9111 pylône, 22:47:28, fusion de fil
mardi 23/07/91	26	16:20 ---> 18:25
mardi 30/07/91	27	12:10 ---> 17:00 : tir 9112 pylône, 12:55:53, fusion de fil tir 9113 pylône, 13:30:20, réussi, 1 segment tir 9114 pylône, 13:41:58, raté tir 9115 pylône, 14:51:44, raté tir 9116 sol, 14:53:13, fusion de fil tir 9117 sol, 14:58:13, fusion de fil
mercredi 31/07/91	28	12:00 ---> 12:35
jeudi 08/08/91	29	00:35 ---> 06:10 : tir 9118 pylône, 01:40:52, raté tir 9119 pylône, 01:44:47, réussi, 1 segment tir 9120 pylône, 03:55:45, réussi, 5 segments
dimanche 11/08/91	30 31 32	15:50 ---> 16:30 20:15 ---> 22:15 22:30 ---> 23:15
lundi 12/08/91	33	15:00 ---> 16:30 : tir 9121 pylône, 15:45:55, raté tir 9122 pylône, 15:46:35, fusion de fil tir 9123 pylône, 15:48:05, fusion de fil tir 9124 pylône, 15:53:22, fusion de fil
jeudi 22/08/91	34	22:50 ---> : tir 9125 pylône, 23:33:36, raté tir 9126 pylône, 23:32:54, réussi, 1 segment tir 9127 pylône, 23:43:44, fusion de fil tir 9128 pylône, 23:55:24, réussi, 8 segments
vendredi 23/08/91	35	---> 01:30 : tir 9129 pylône, 00:06:25, raté tir 9130 pylône, 00:24:43, réussi, 1 segment tir 9131 sol, 00:30:14, raté 15:25 ---> 16:20
mardi 10/09/91	36	15:00 ---> 17:40 : tir 9132 sol, 15:55:38, raté tir 9133 sol, 15:56:16, fusion de fil tir 9134 sol, 15:57:25, raté tir 9135 sol, 15:57:55, raté
mercredi 11/09/91	37 38	15:35 ---> 15:55 19:15 ---> 20:35

Annexe II.2

enregistrements réalisés lors de la campagne de Saint Privat 1991

Tir 9113 : le 30/07/91 à 13:30

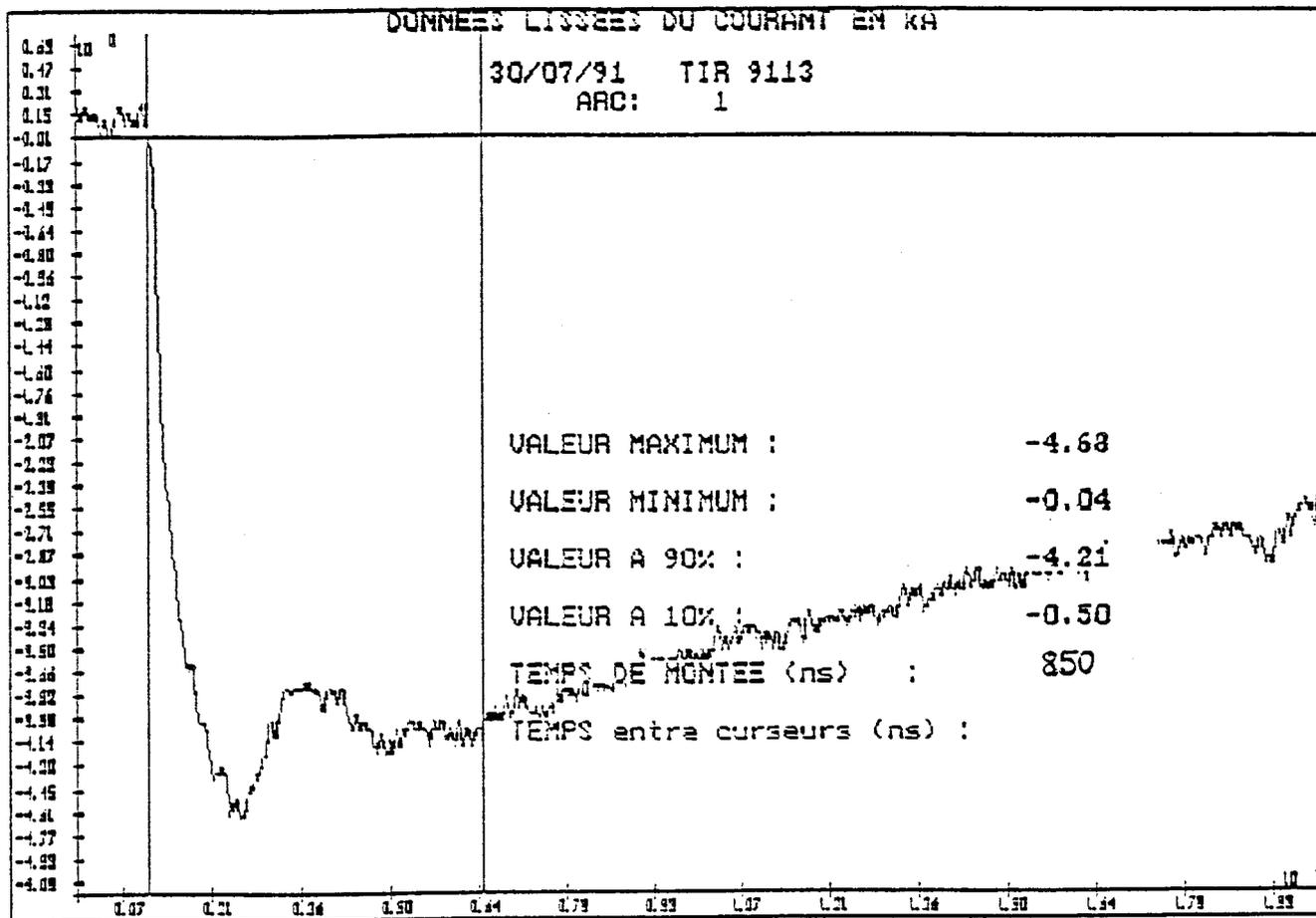
courant de foudre (mesure du CENG)

champ magnétique H31

courant de foudre calculé à partir du champ magnétique mesuré

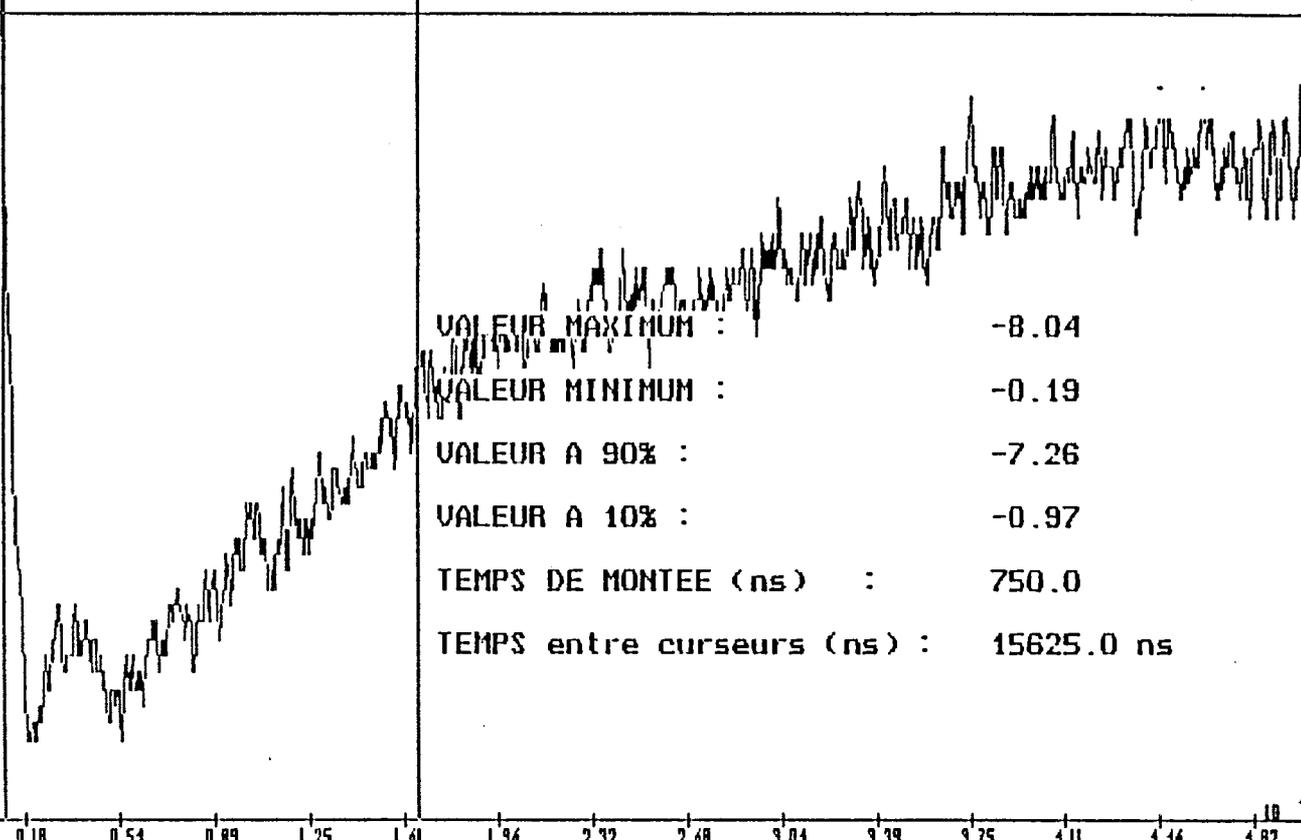
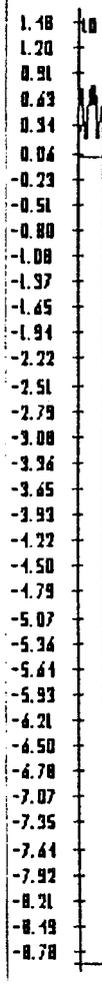
champ électrique E31

courant induit sur la ligne EDF



DONNEES LISSEES DU CHAMP MAGNETIQUE (A/m)

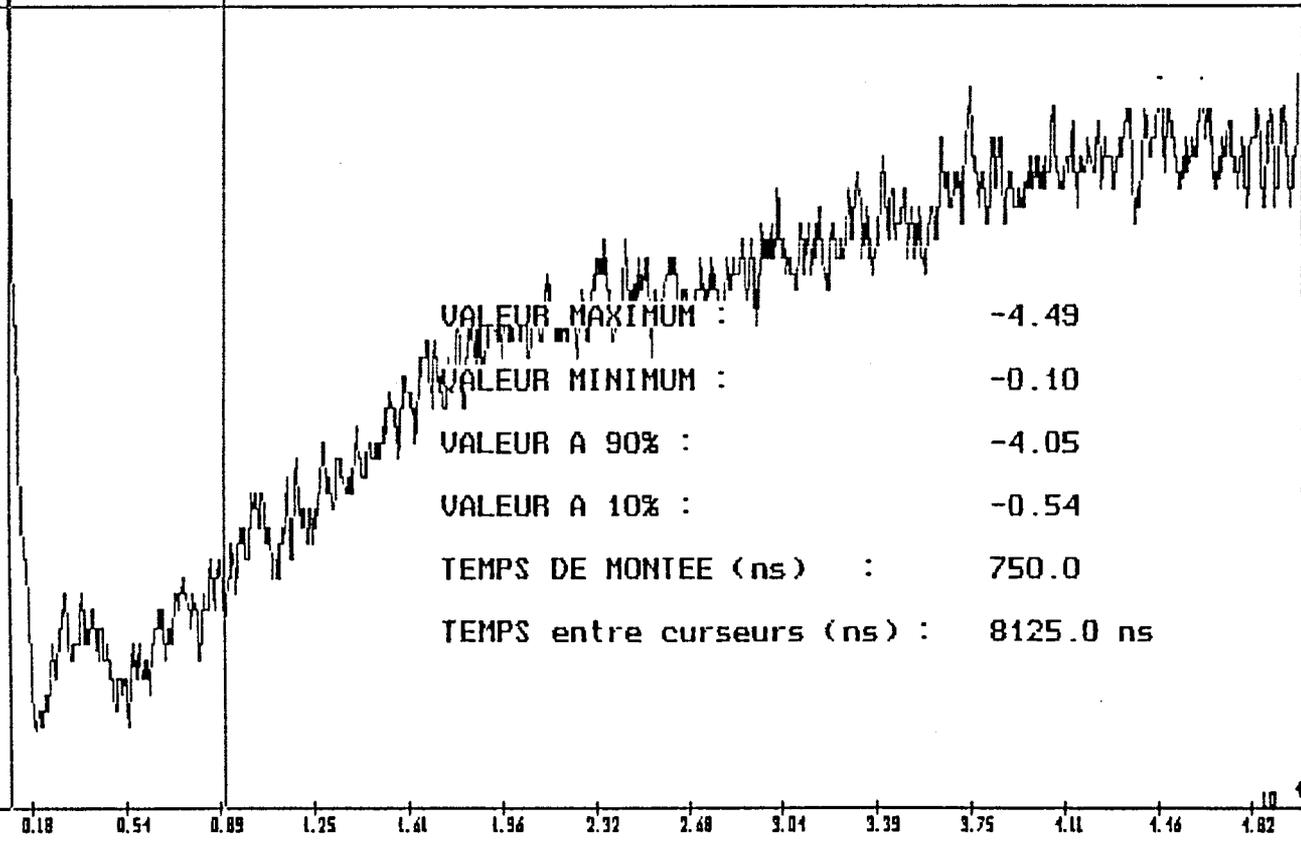
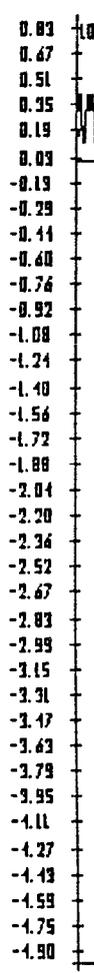
30/07/91 TIR 9113
ARC: 1



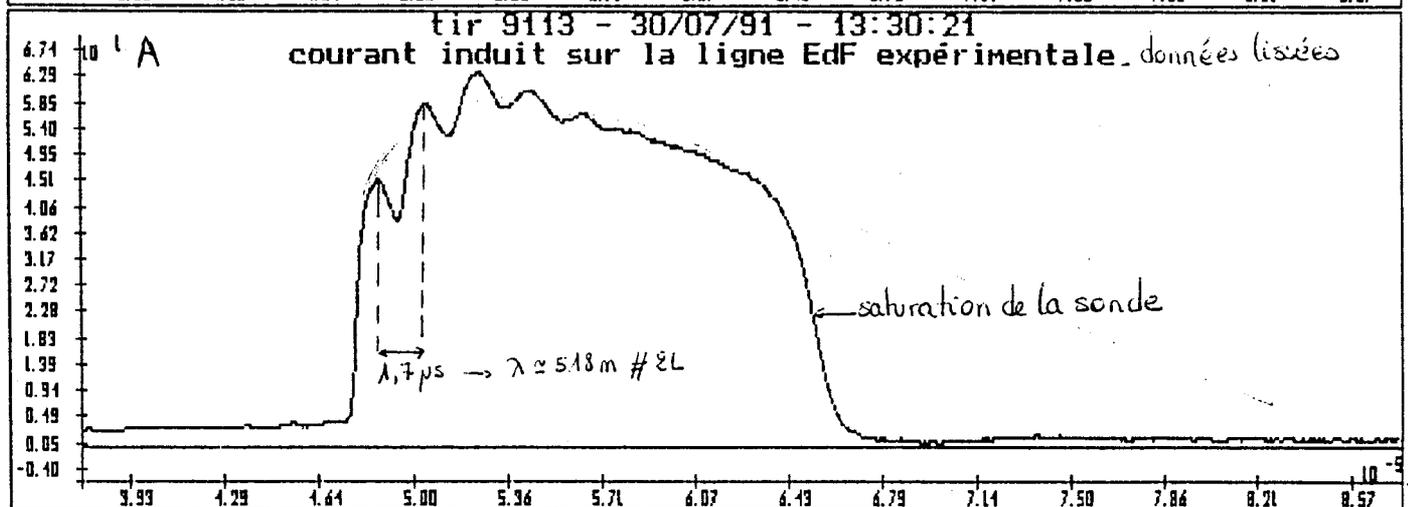
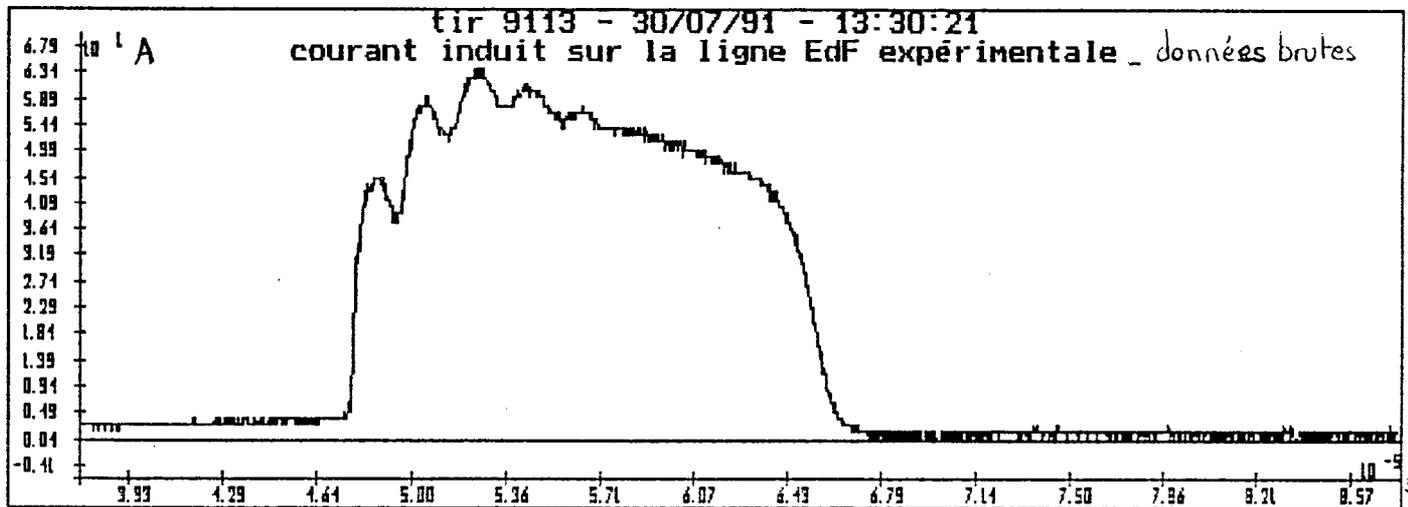
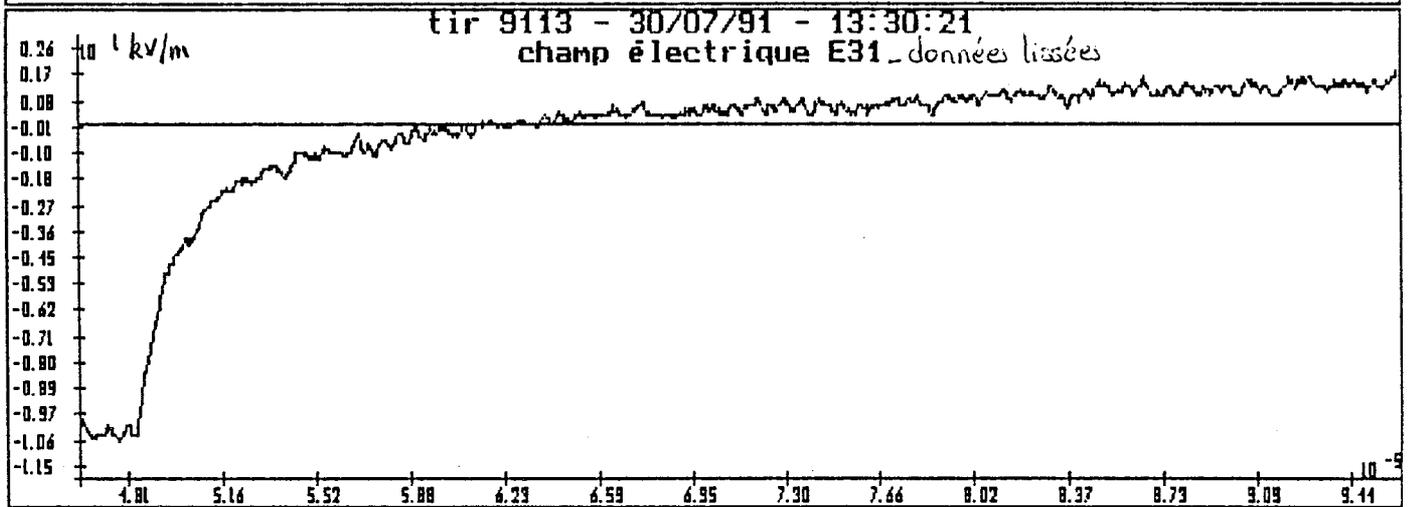
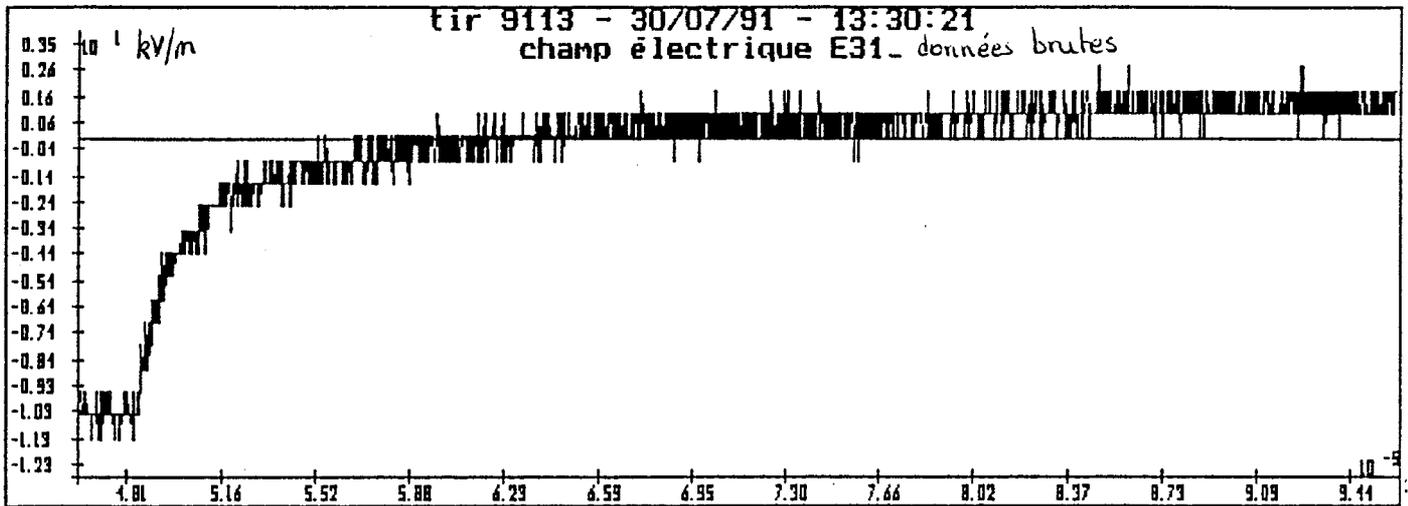
VALEUR MAXIMUM : -8.04
VALEUR MINIMUM : -0.19
VALEUR A 90% : -7.26
VALEUR A 10% : -0.97
TEMPS DE MONTEE (ns) : 750.0
TEMPS entre curseurs (ns) : 15625.0 ns

DONNEES LISSEES DU COURANT EN kA (à partir du H)

30/07/91 TIR 9113
ARC: 1



VALEUR MAXIMUM : -4.49
VALEUR MINIMUM : -0.10
VALEUR A 90% : -4.05
VALEUR A 10% : -0.54
TEMPS DE MONTEE (ns) : 750.0
TEMPS entre curseurs (ns) : 8125.0 ns



Tir 9119 : le 08/08/91 à 01:44

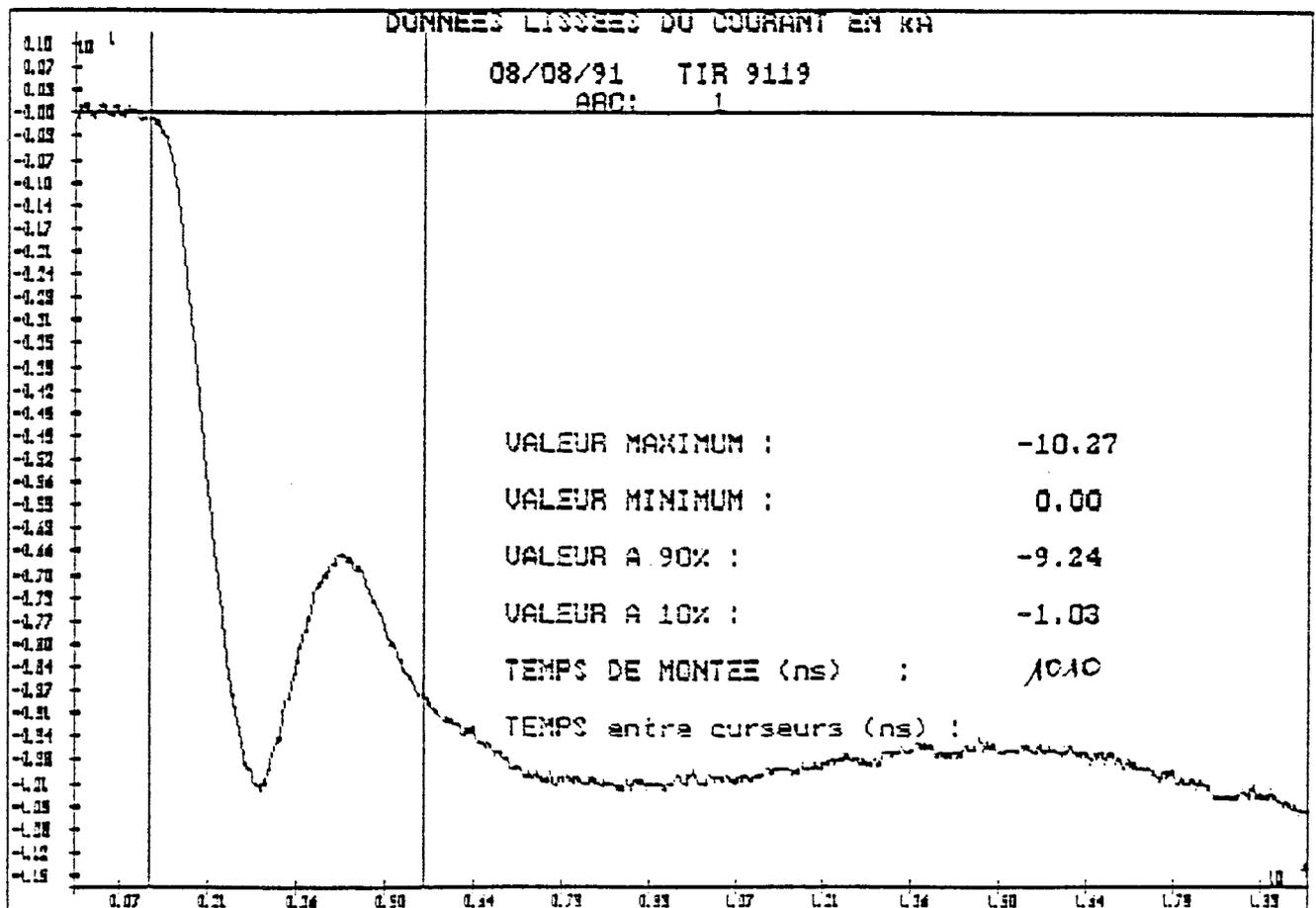
courant de foudre (mesure du CENG)

champ magnétique H31

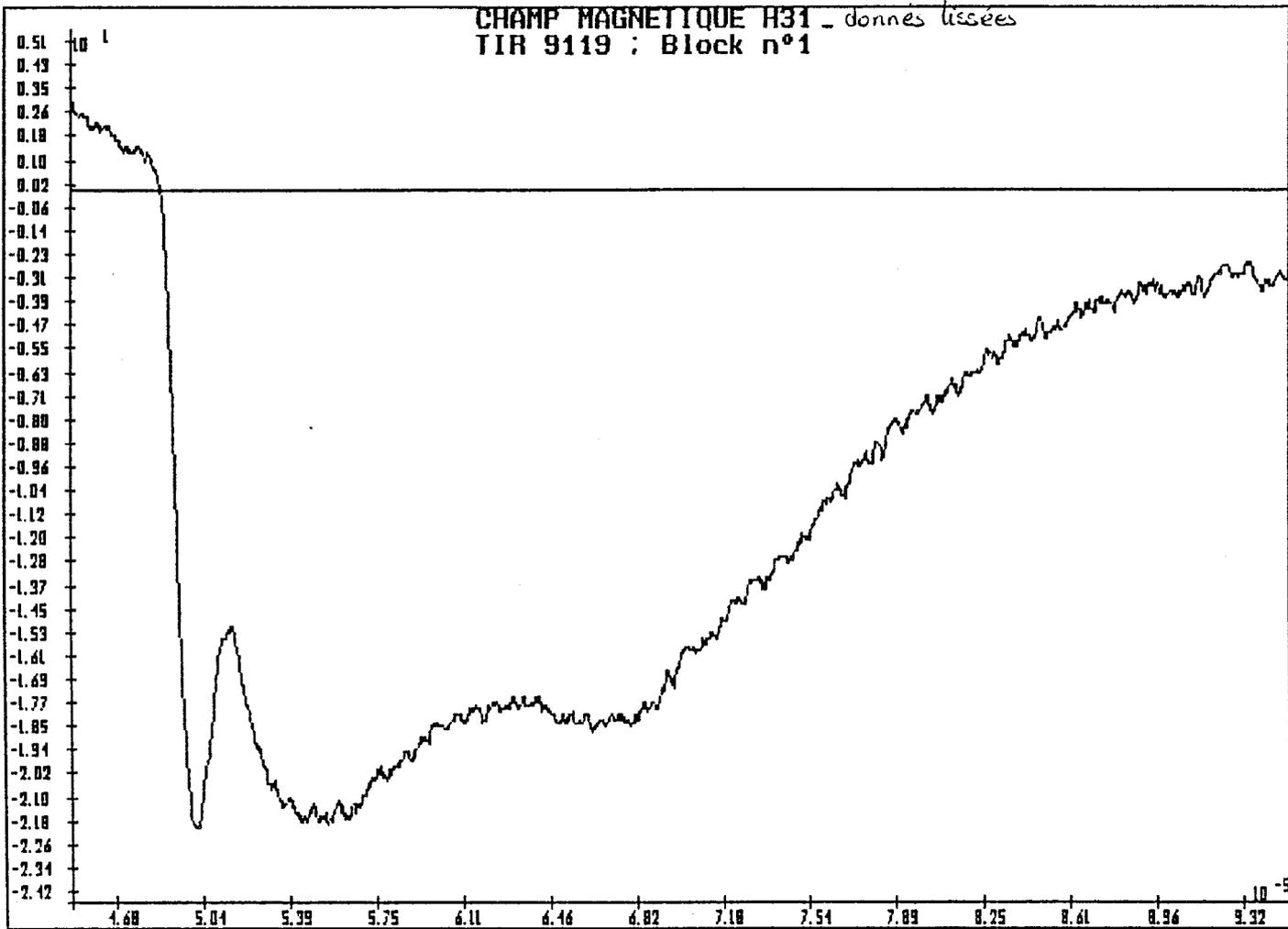
courant de foudre calculé à partir du champ magnétique mesuré

champ électrique E31

courant induit sur la ligne EDF

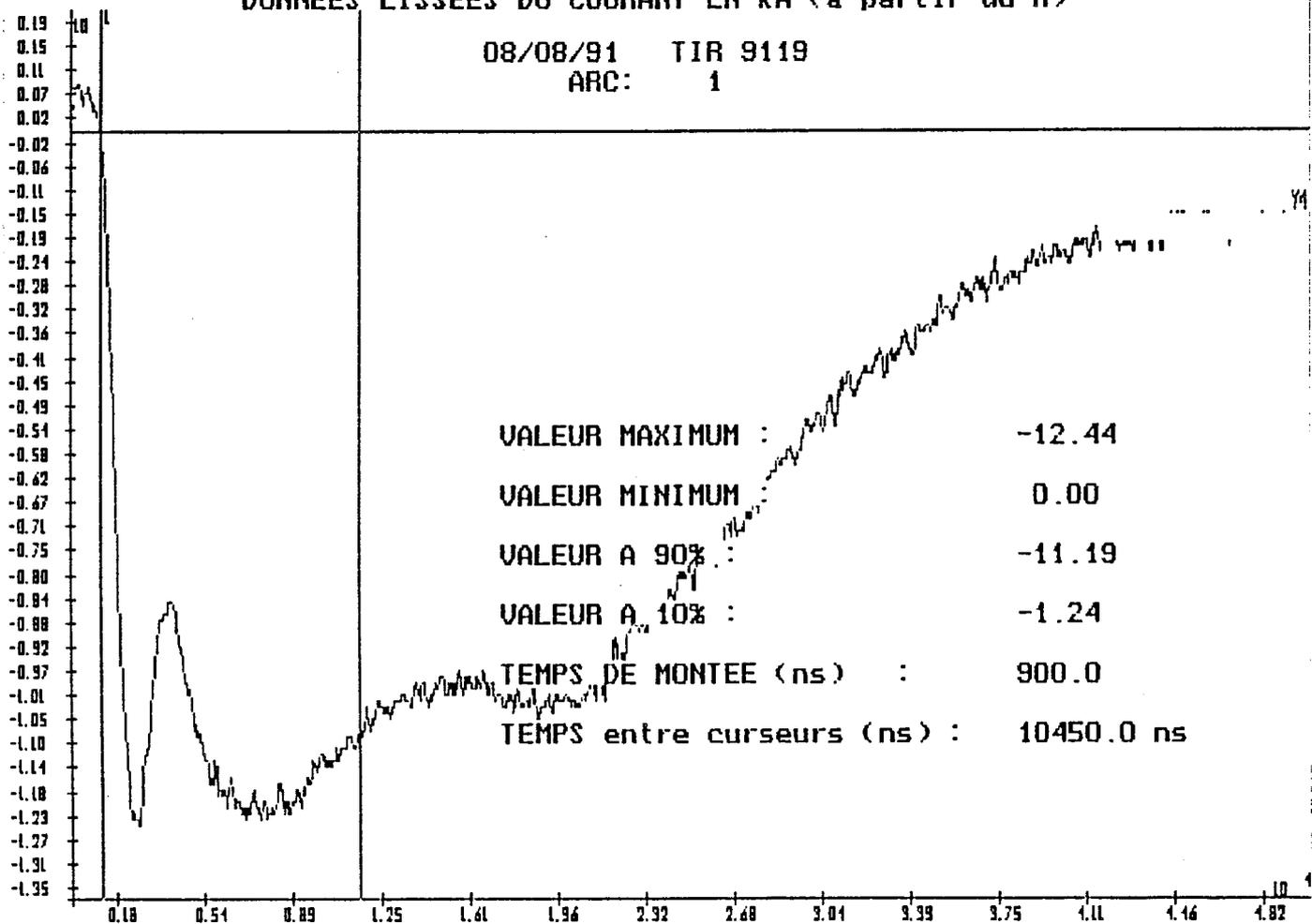


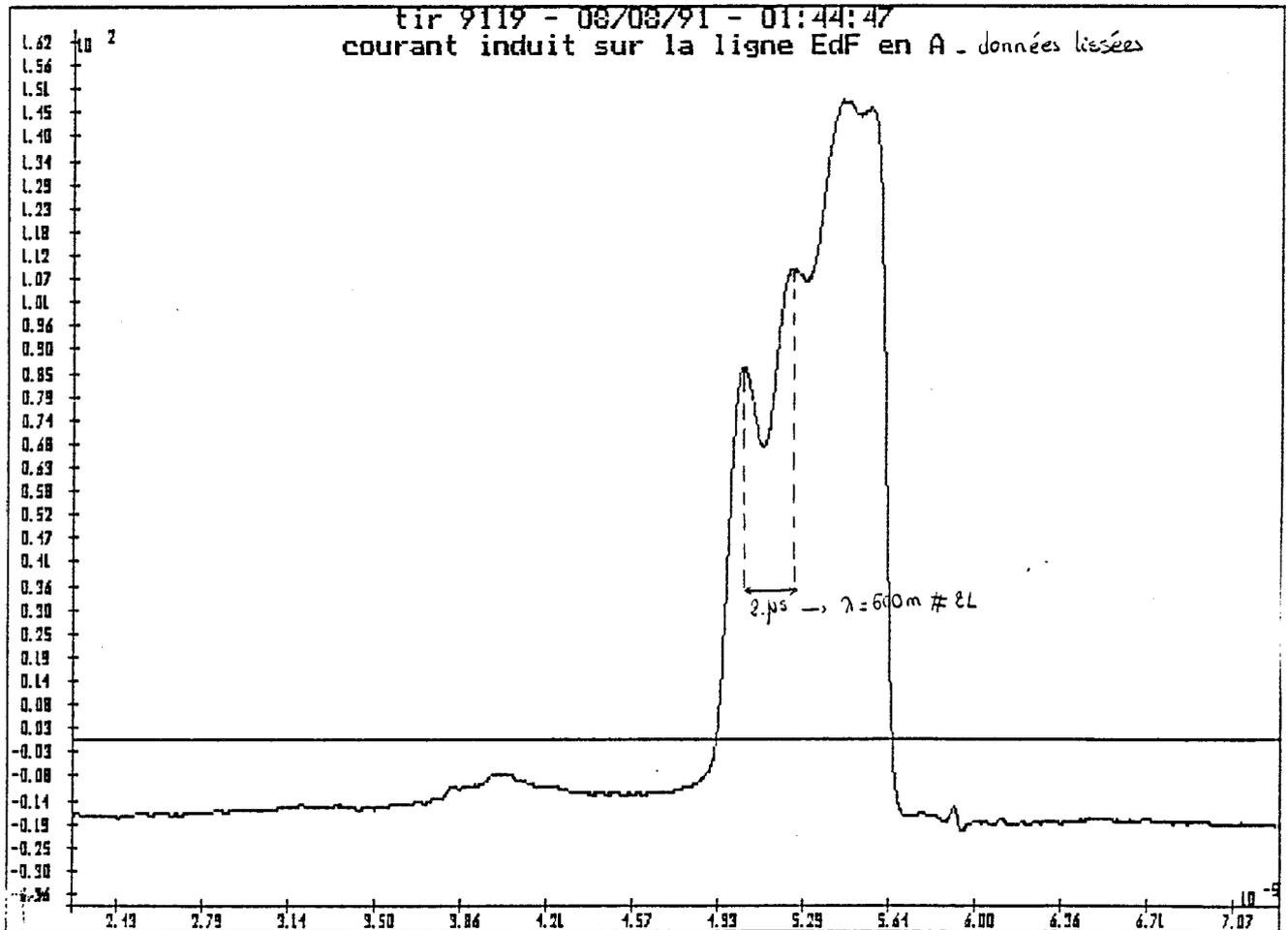
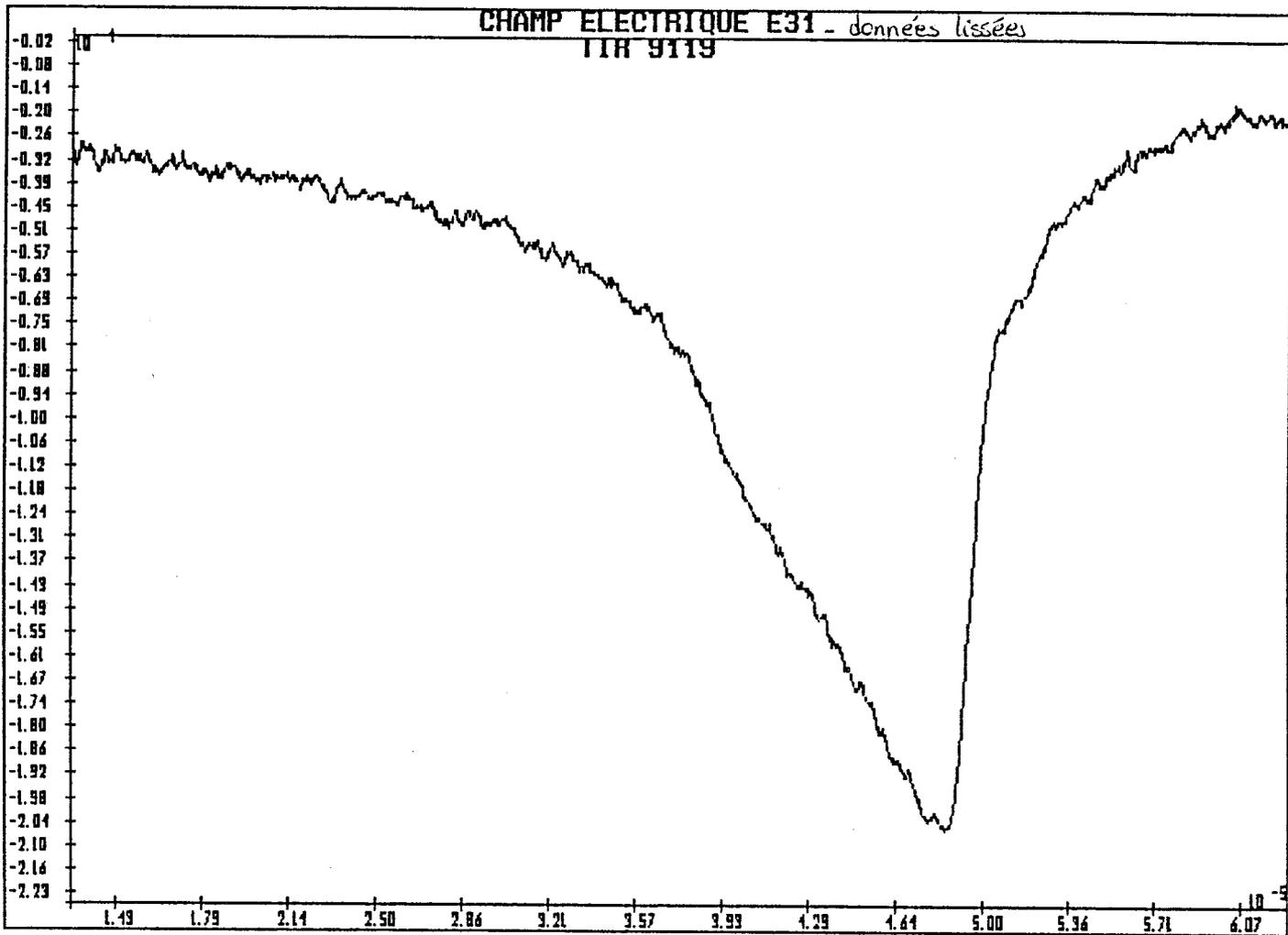
CHAMP MAGNETIQUE H31 - données lissées
TIR 9119 ; Block n°1



DONNEES LISSEES DU COURANT EN kA (à partir du H)

08/08/91 TIR 9119
ARC: 1





Tir 9120 : le 08/08/91 à 03:55 (5 arcs-en-retour)

courant de foudre mesuré par le CENG (arc 1)

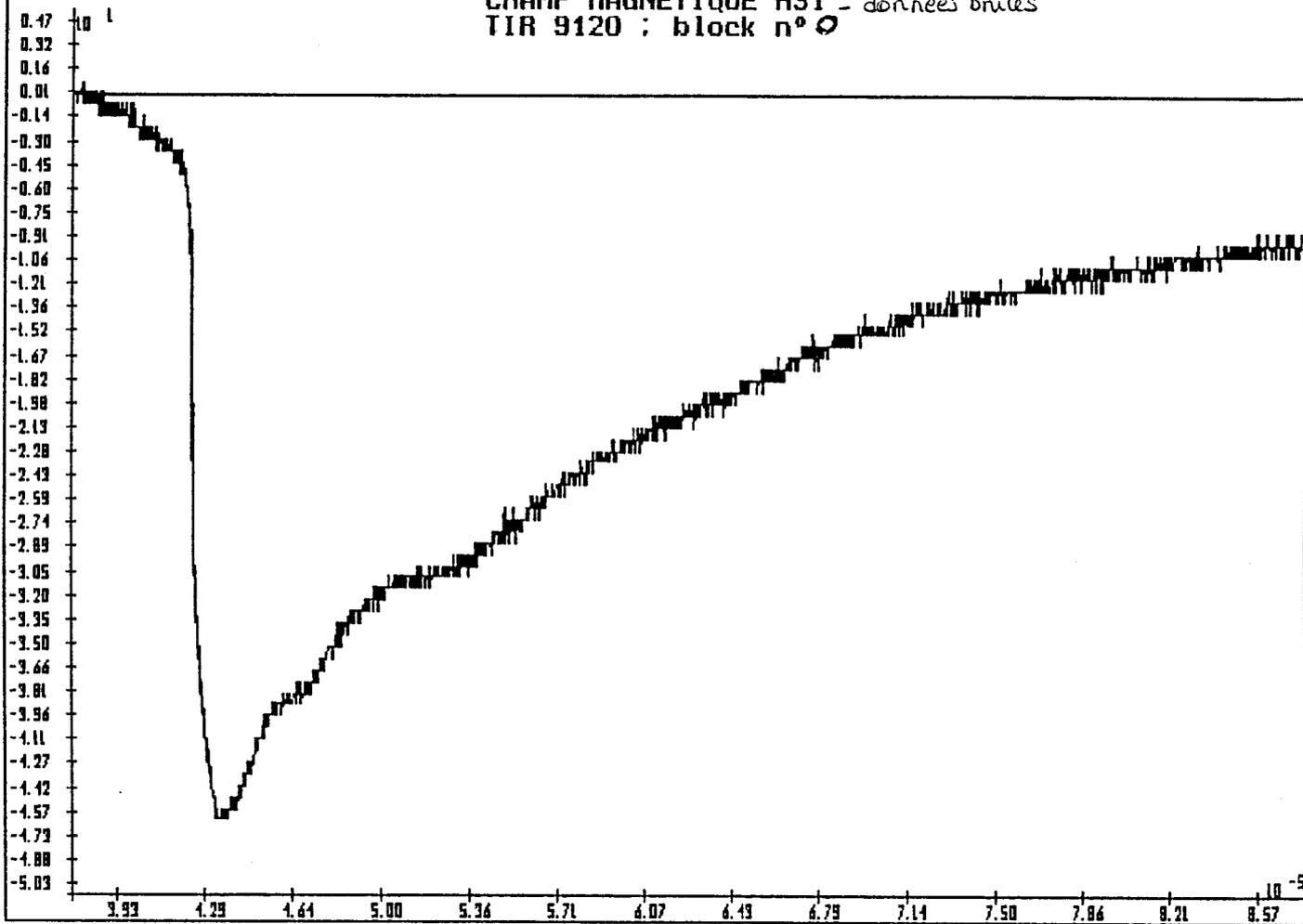
champ magnétique H31 (arcs 0 et 1)

courant de foudre calculé à partir du champ magnétique mesuré (arcs 0 et 1)

champ électrique E31 (arcs 0 et 1)

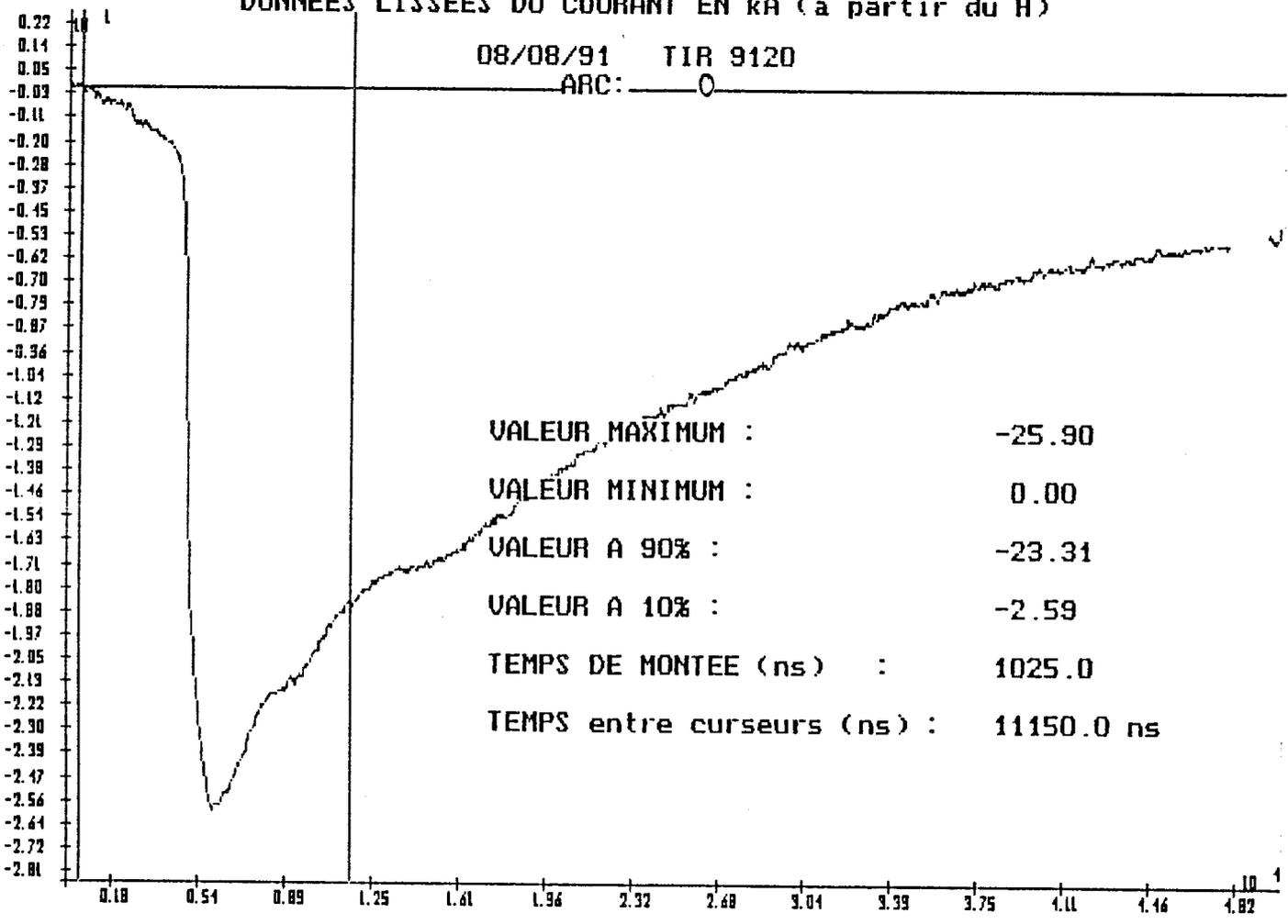
courant induit sur la ligne EDF (arcs 0 et 1)

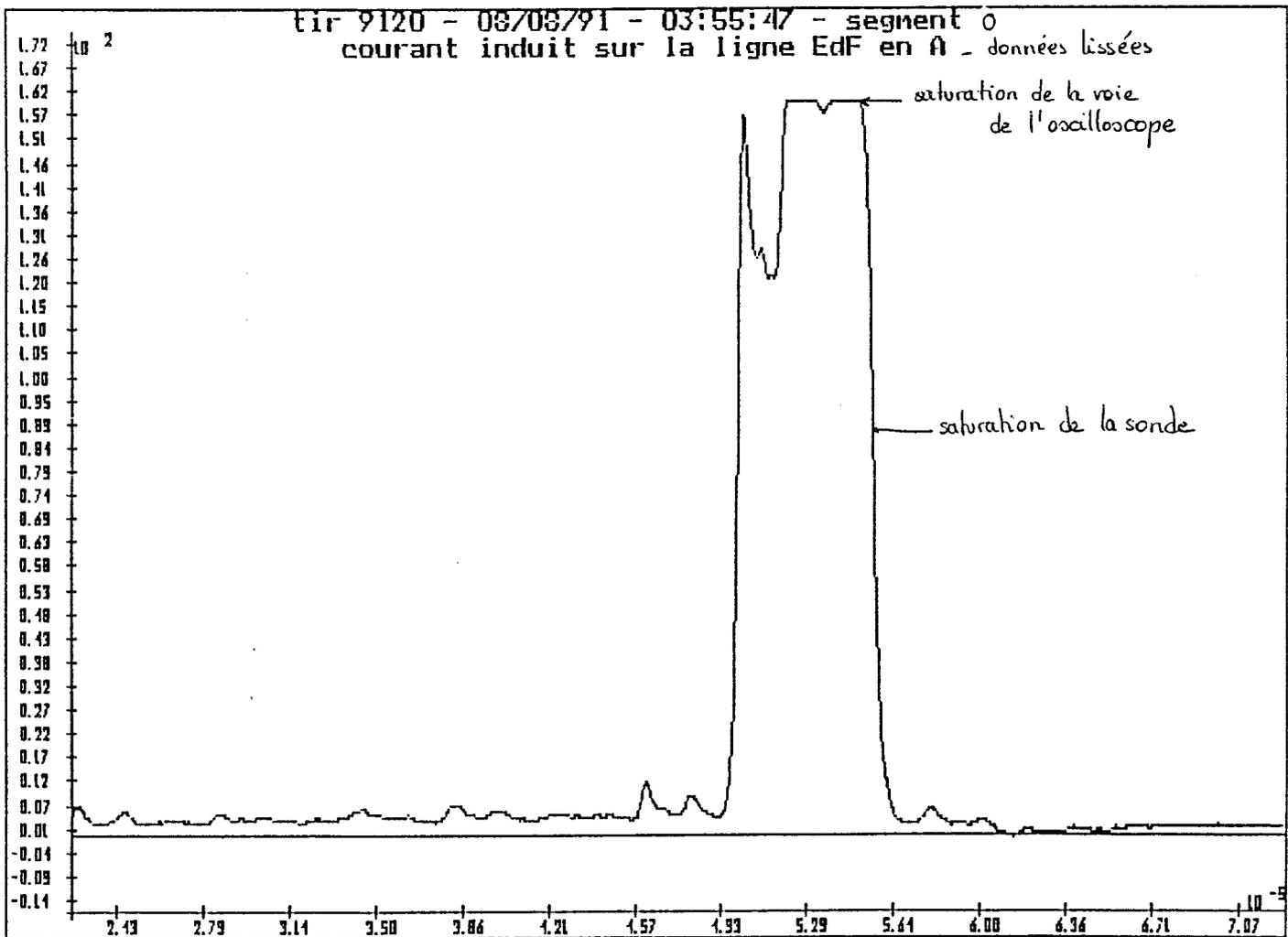
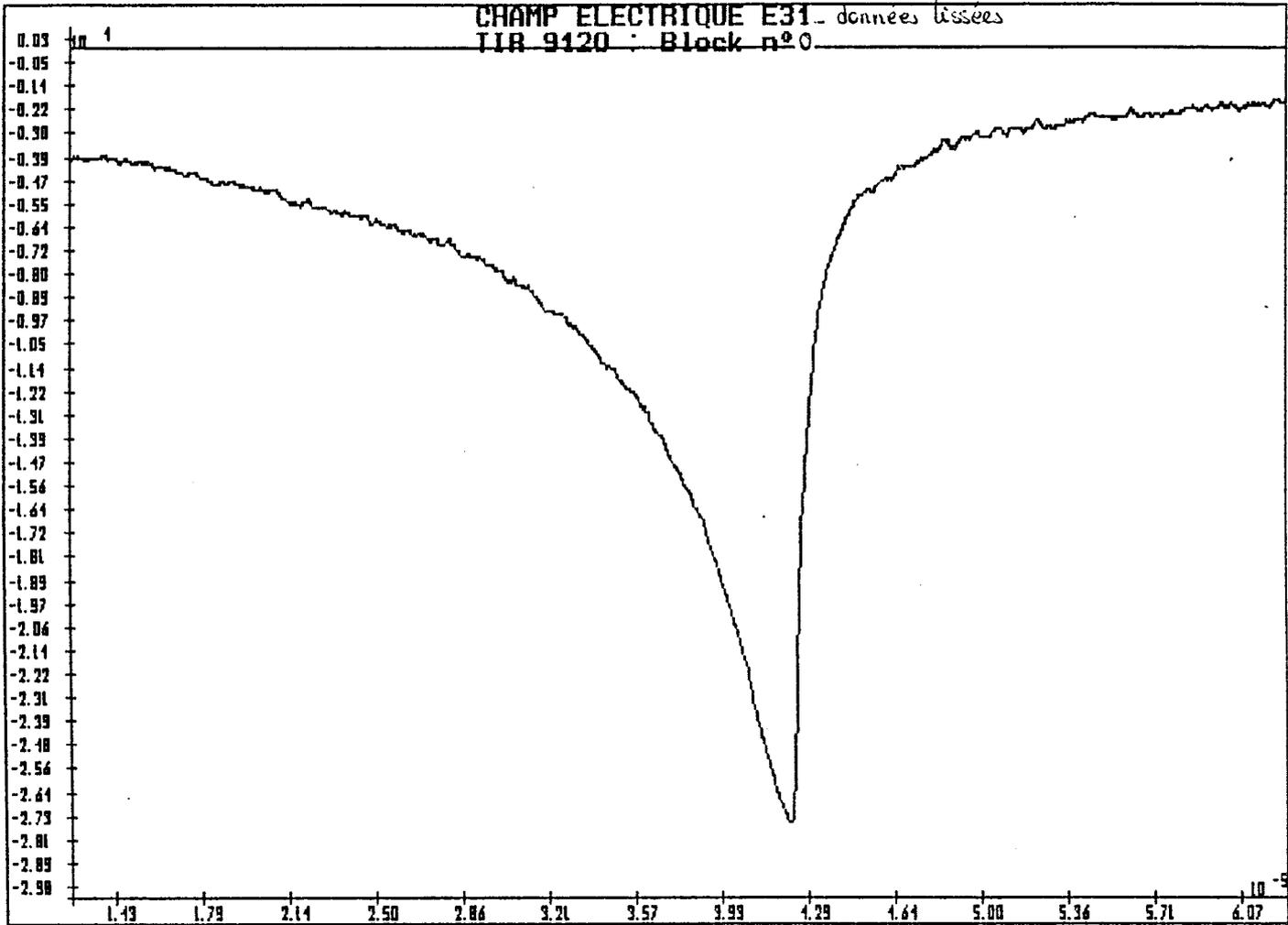
CHAMP MAGNETIQUE H31 - données brutes
TIR 9120 : block n° 0

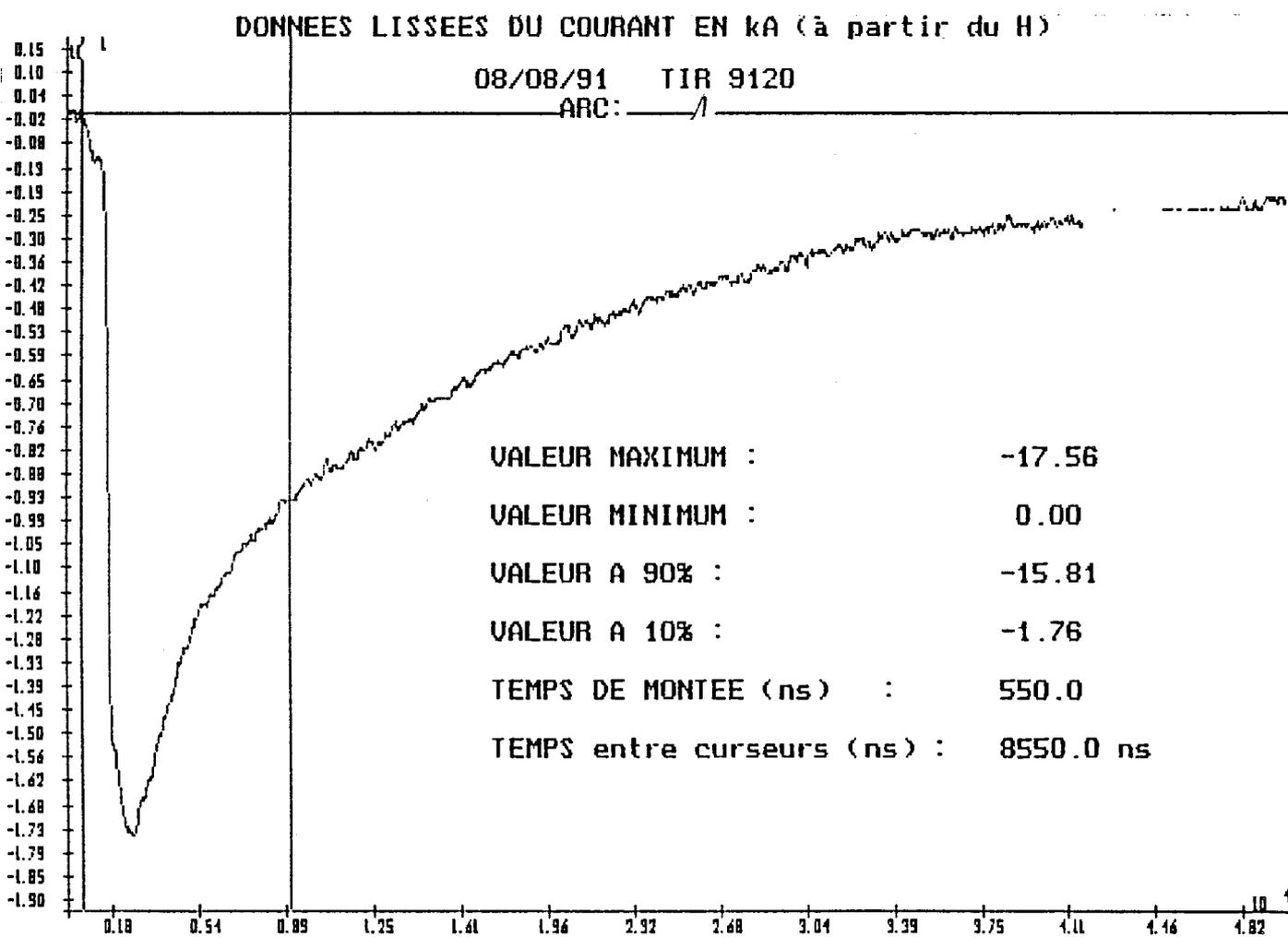
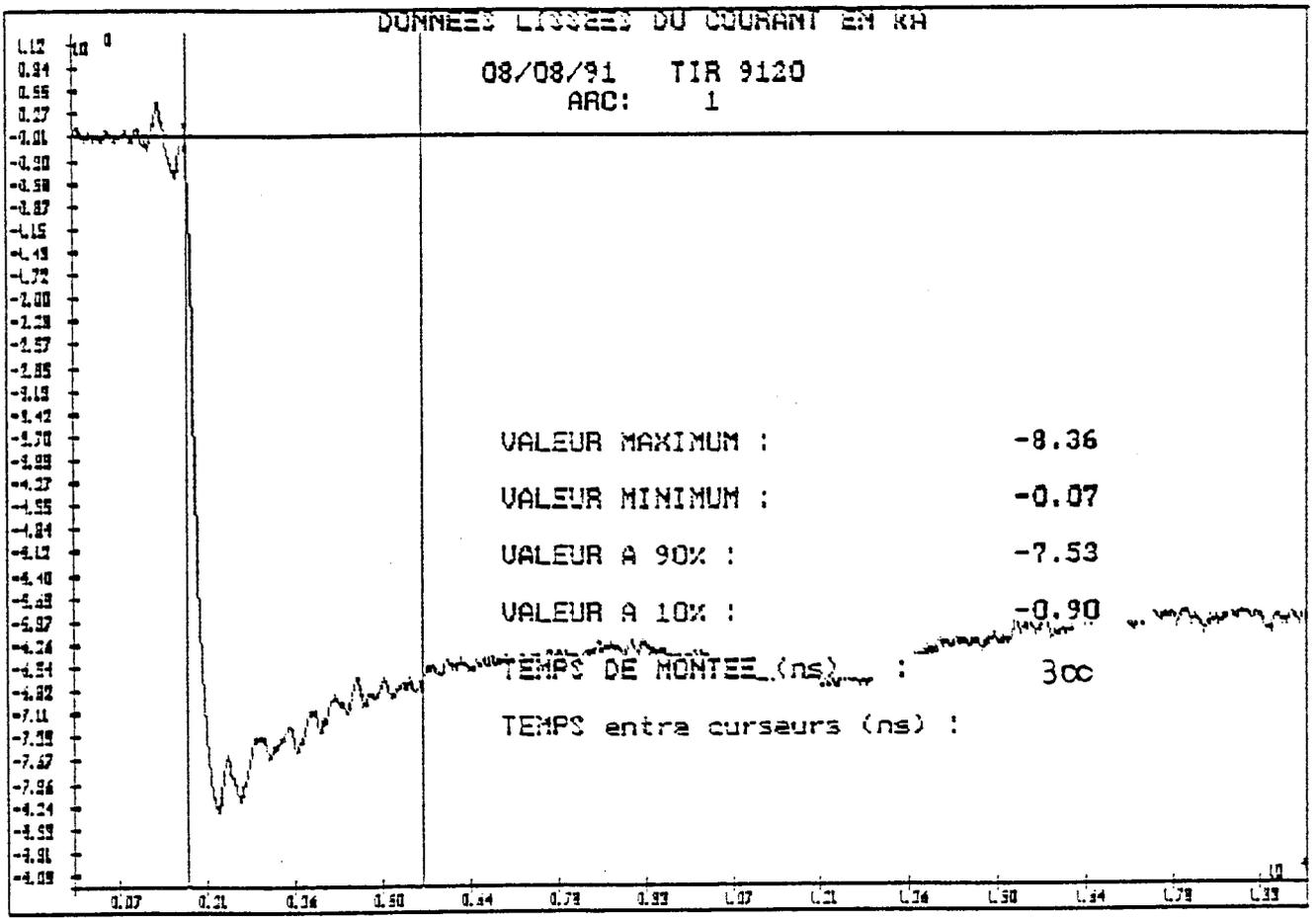


DONNEES LISSEES DU COURANT EN kA (à partir du H)

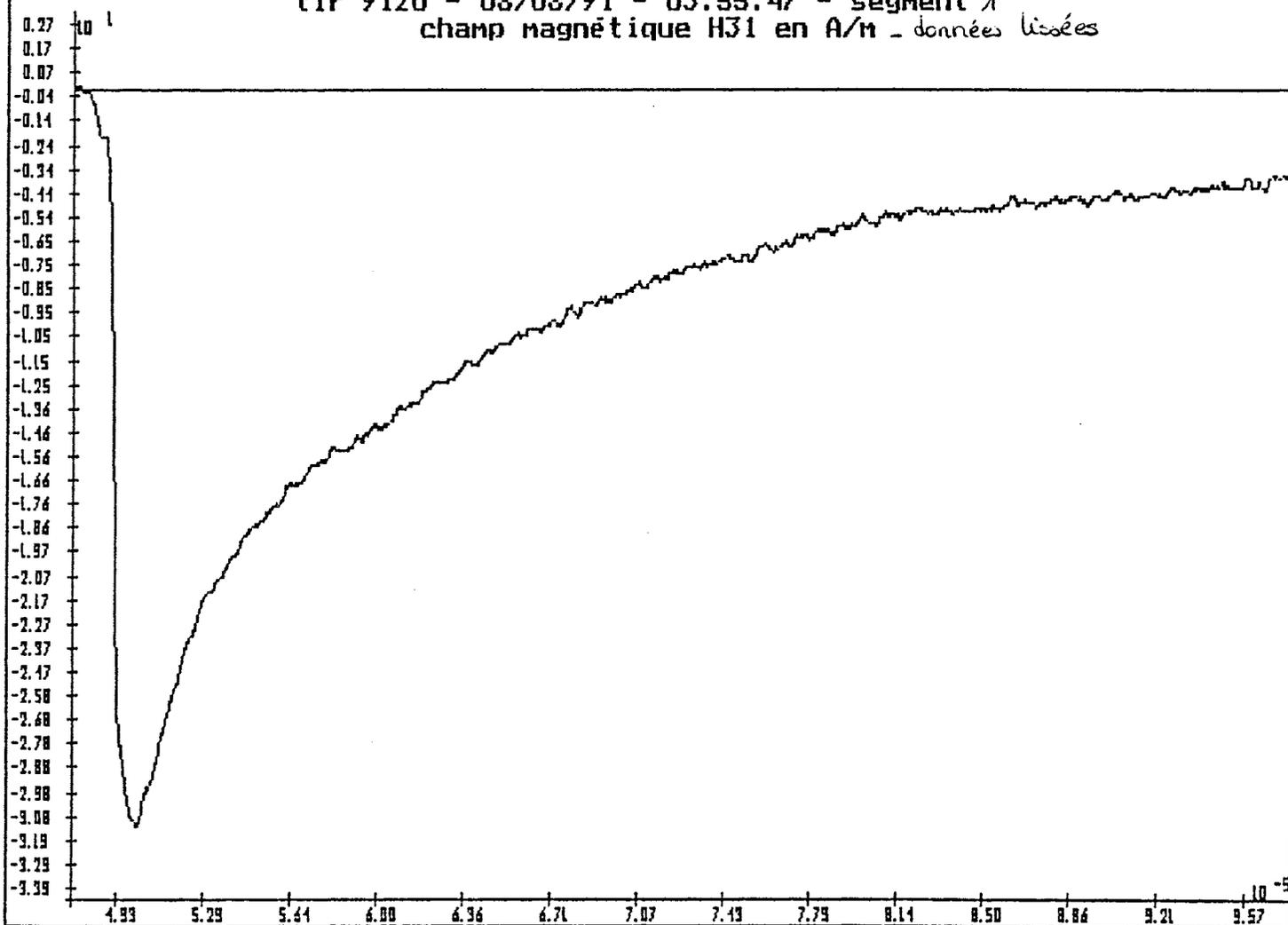
08/08/91 TIR 9120
ARC: 0



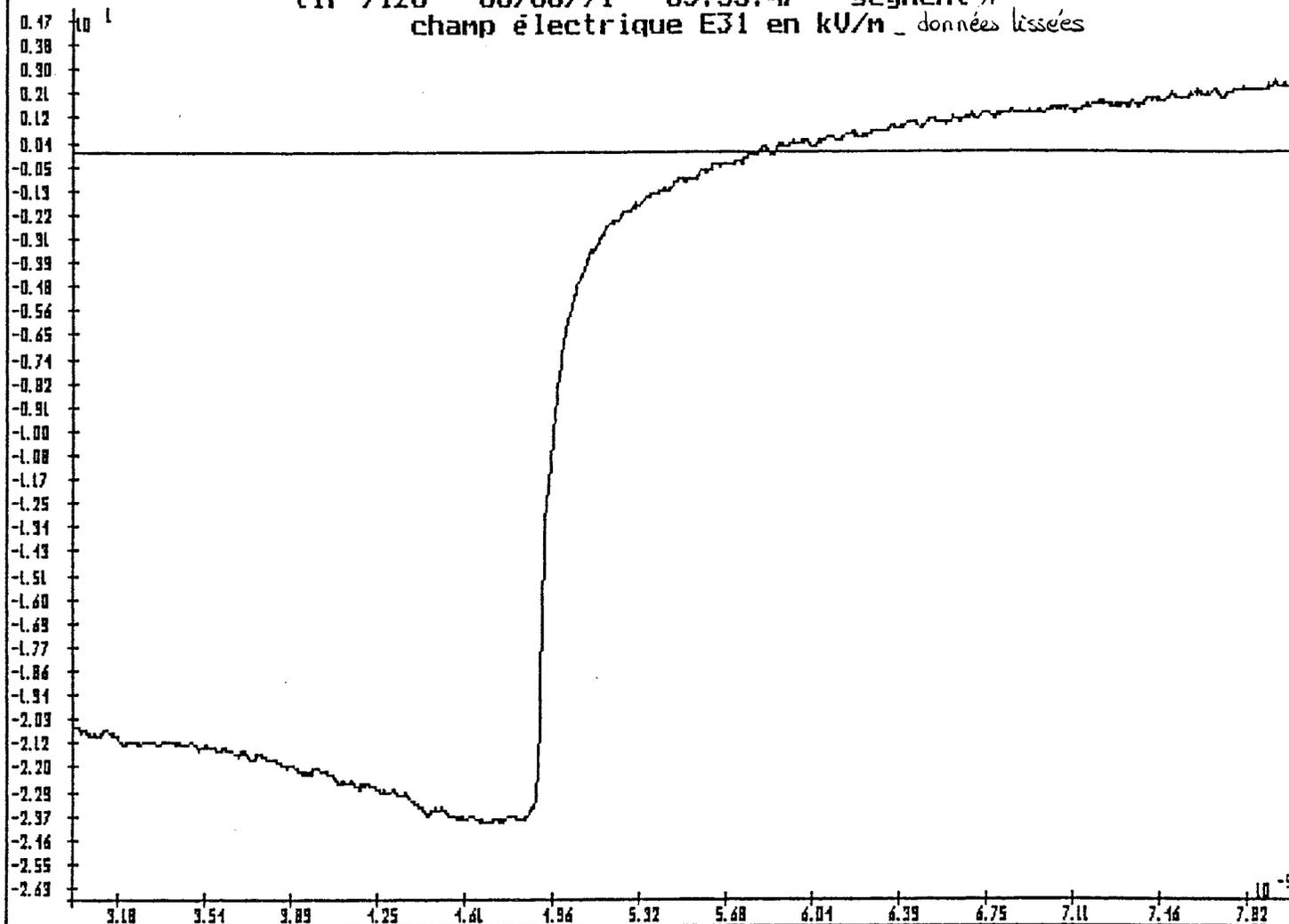




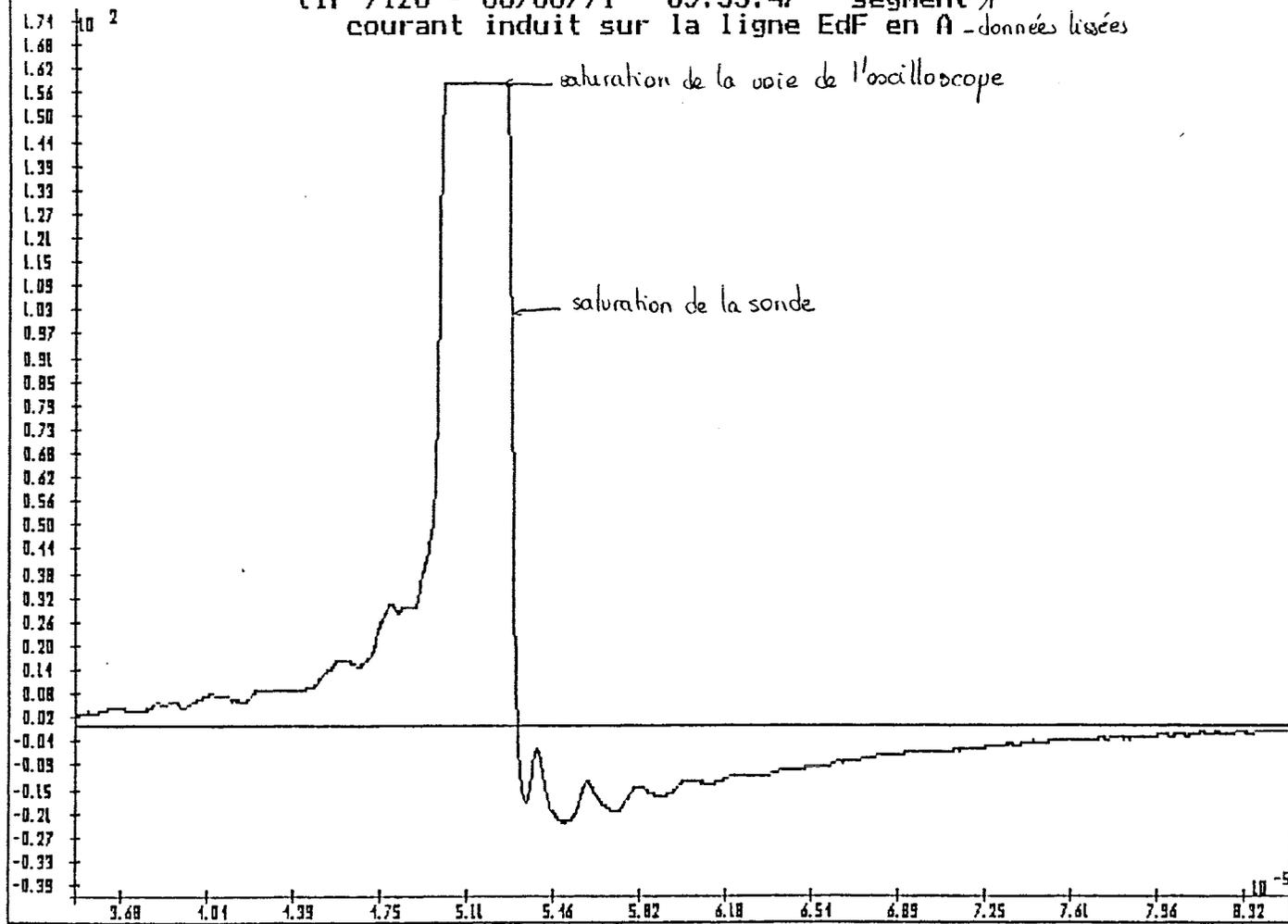
tir 9120 - 08/08/91 - 03:55:47 - segment 1
champ magnétique H31 en A/m - données lissées



tir 9120 - 08/08/91 - 03:55:47 - segment 1
champ électrique E31 en kV/m - données lissées



tir 9120 - 08/08/91 - 03:55:47 - segment 1
courant induit sur la ligne EdF en A - données lissées

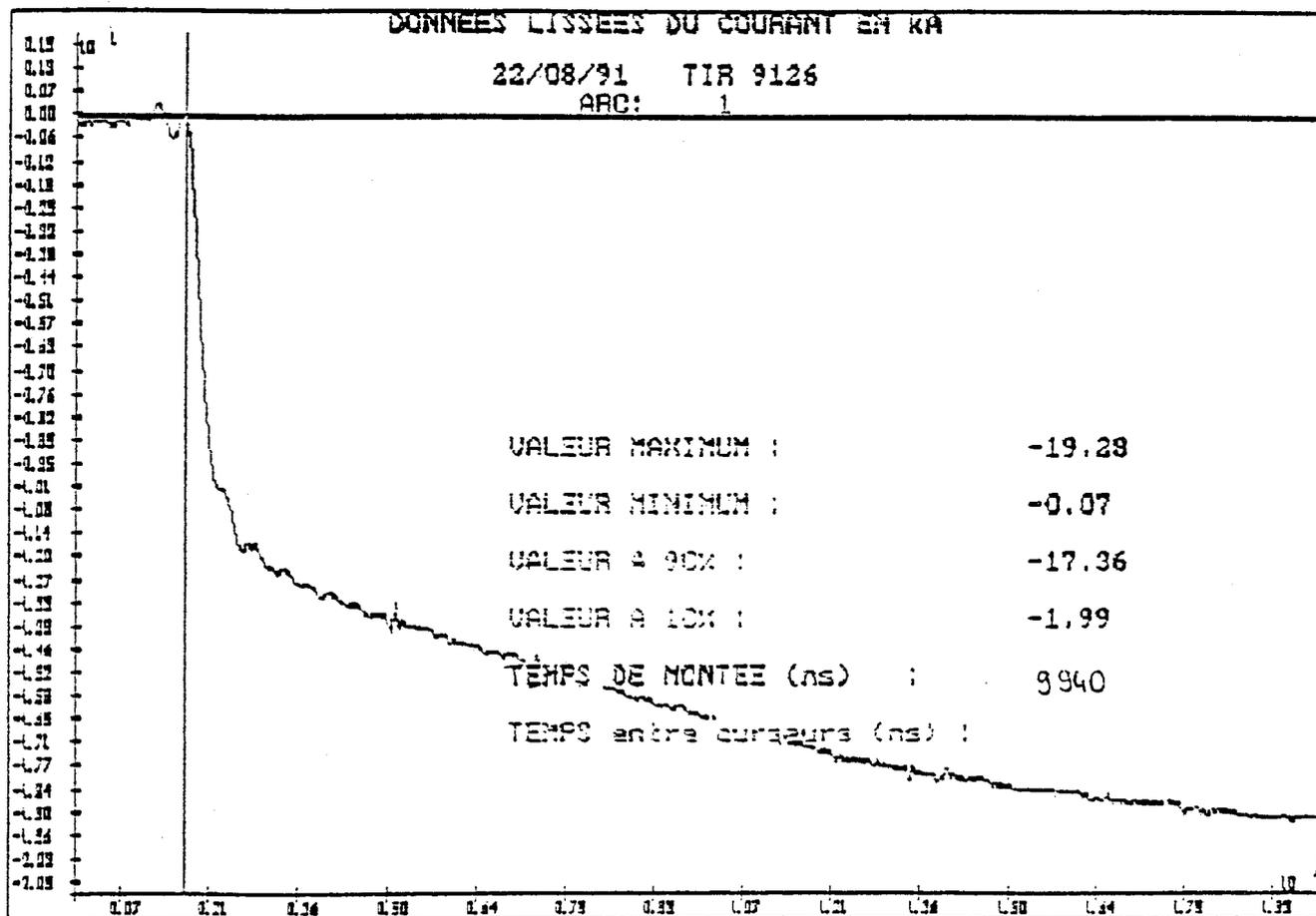


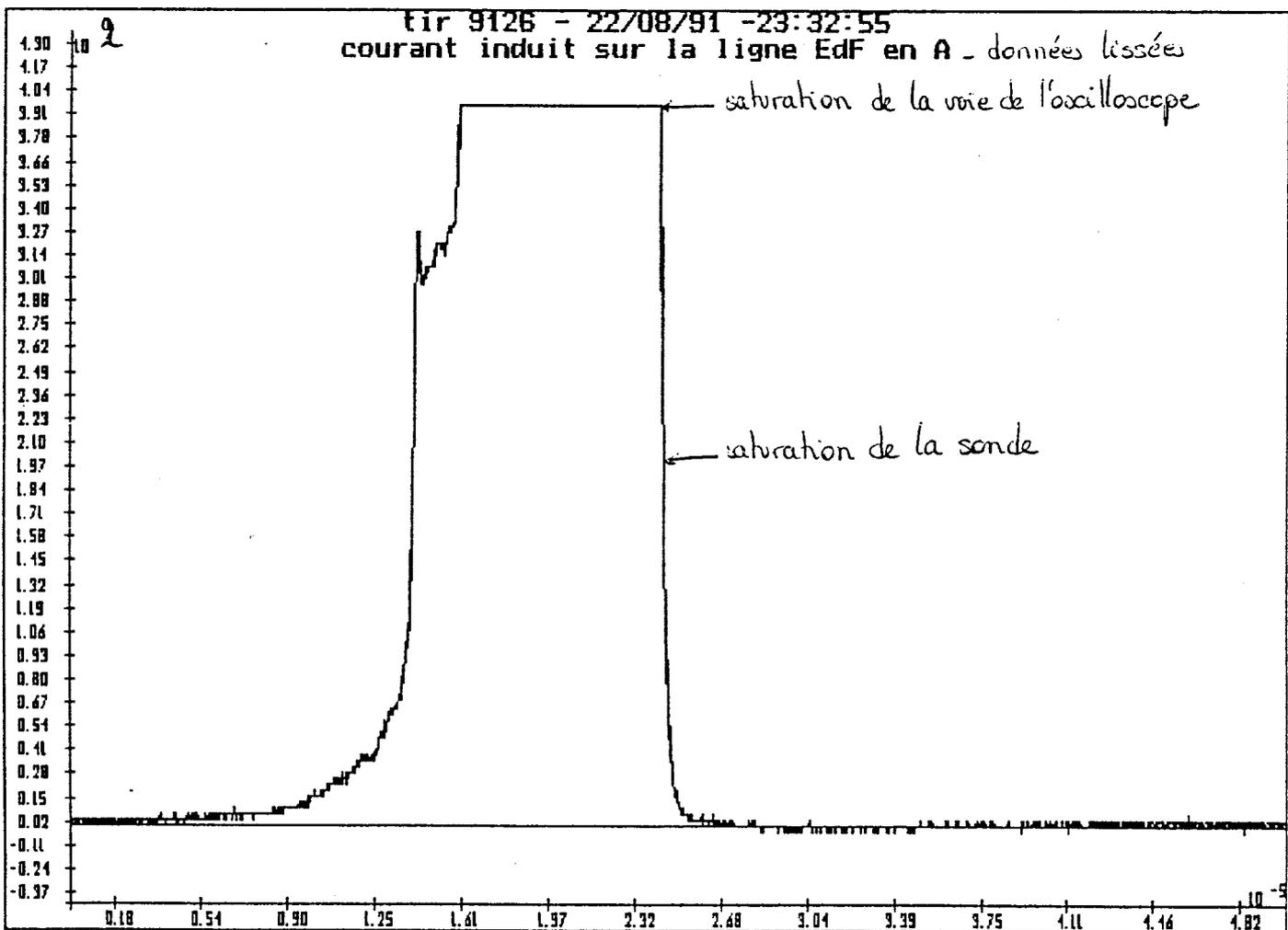
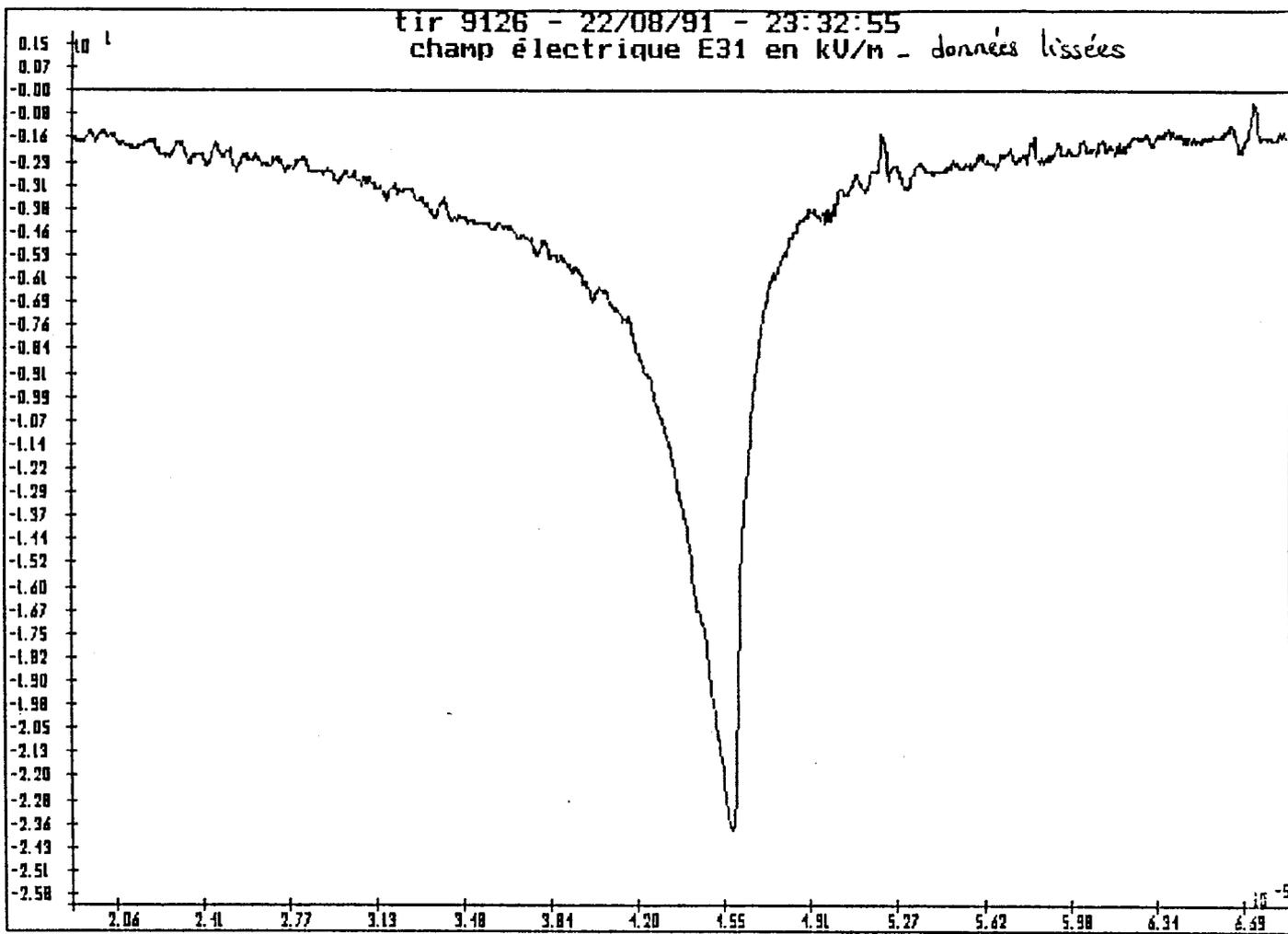
Tir 9126 : le 22/08/91 à 23:32

courant de foudre (mesure du CENG)

champ électrique E31

courant induit sur la ligne EDF



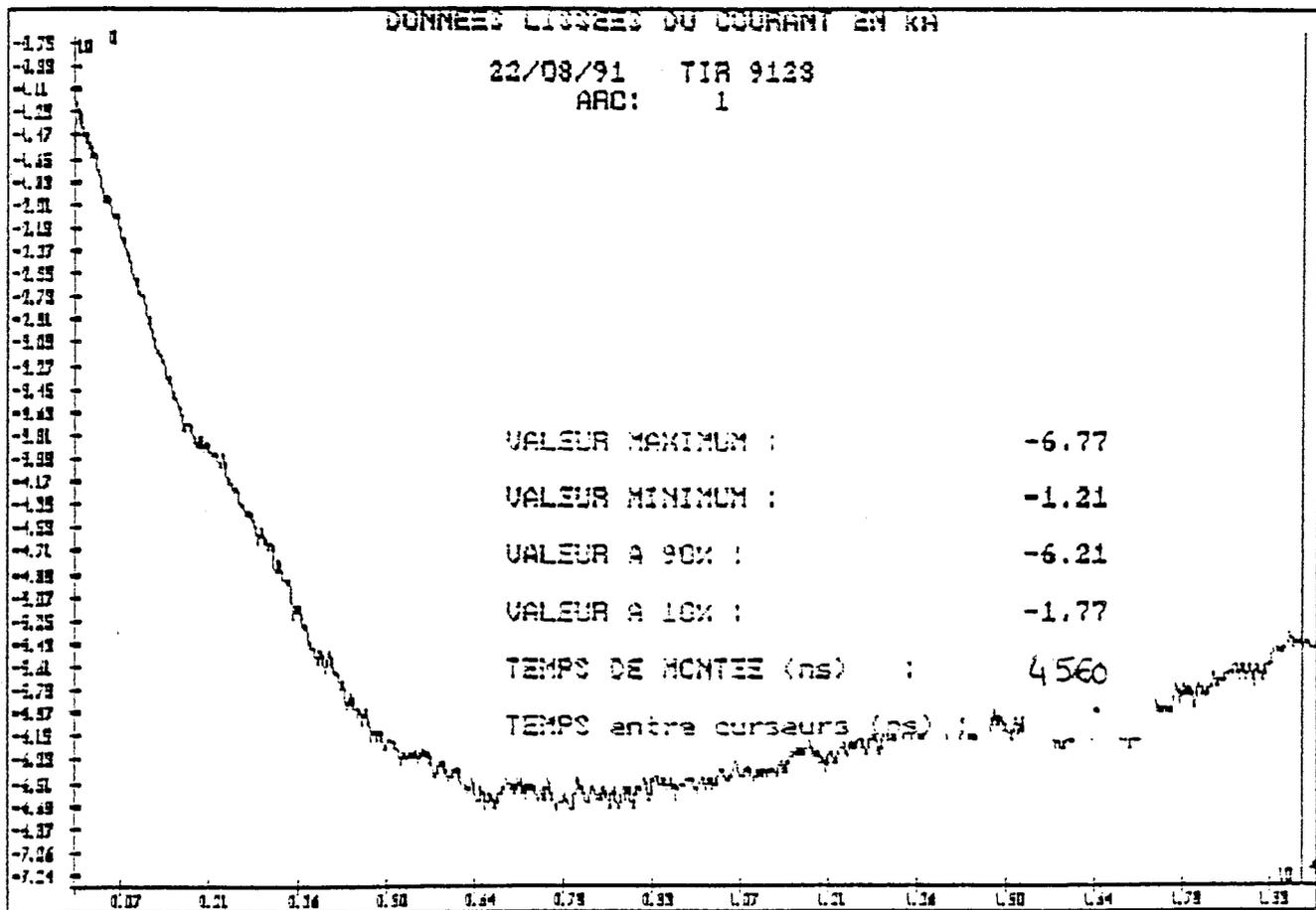


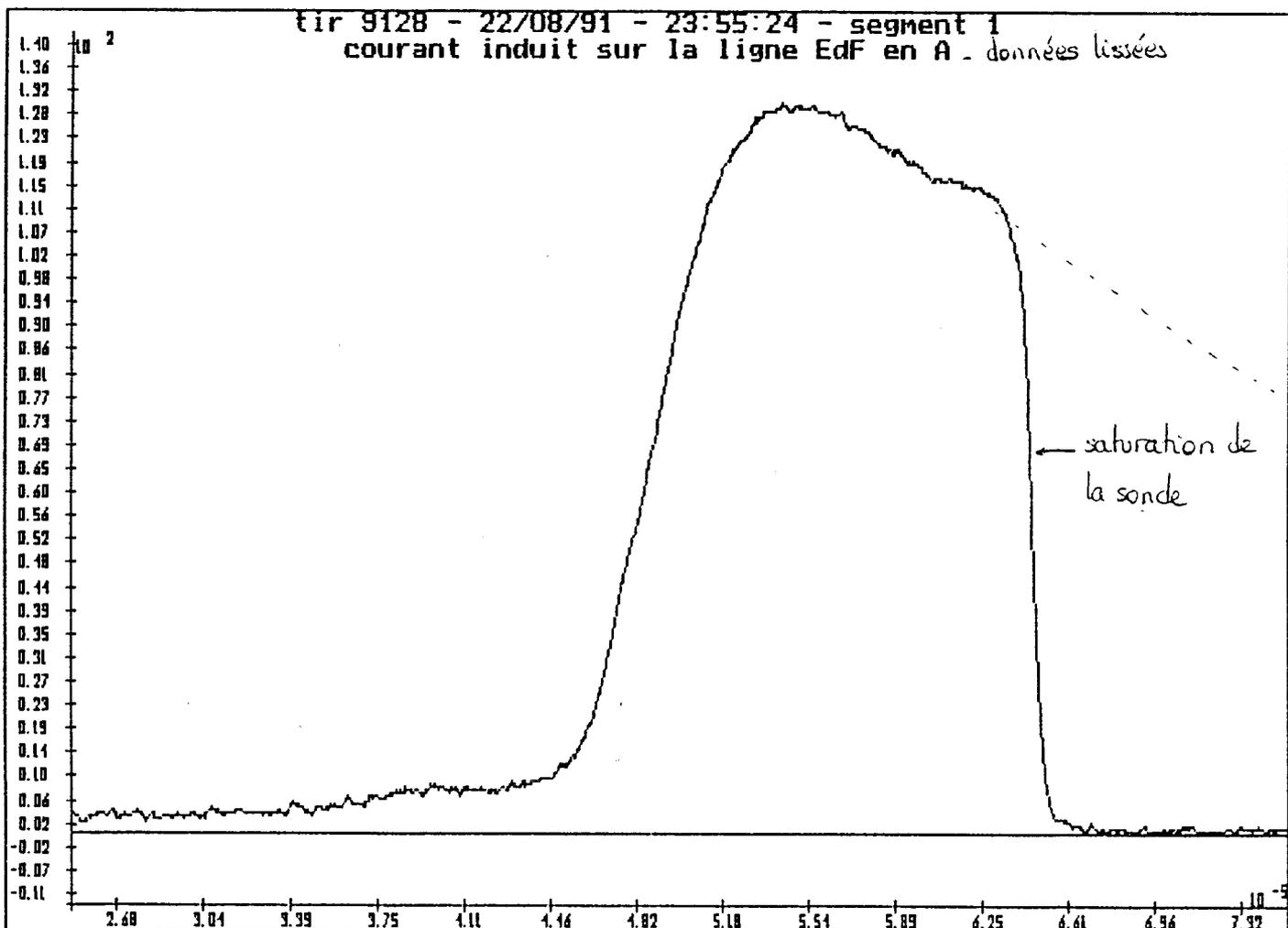
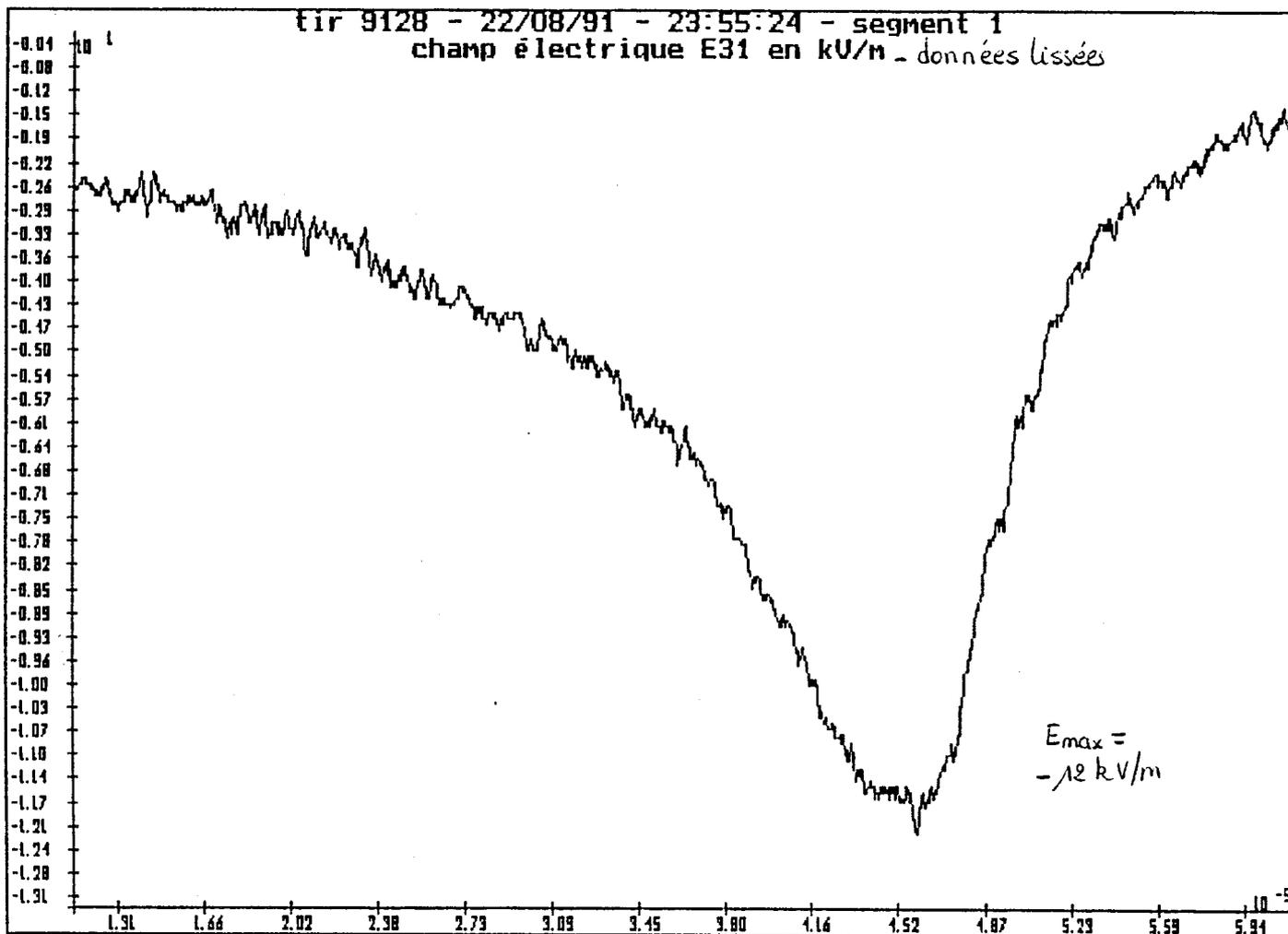
Tir 9128 : le 22/08/91 à 23:55 (8 arcs-en-retour)

courant de foudre mesuré par le CENG (arcs 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 et 8)

champ électrique E31 (arcs 1, 2, 3, 4, 5, 7 et 8)

courant induit sur la ligne EDF (arcs 1, 2 et 8)

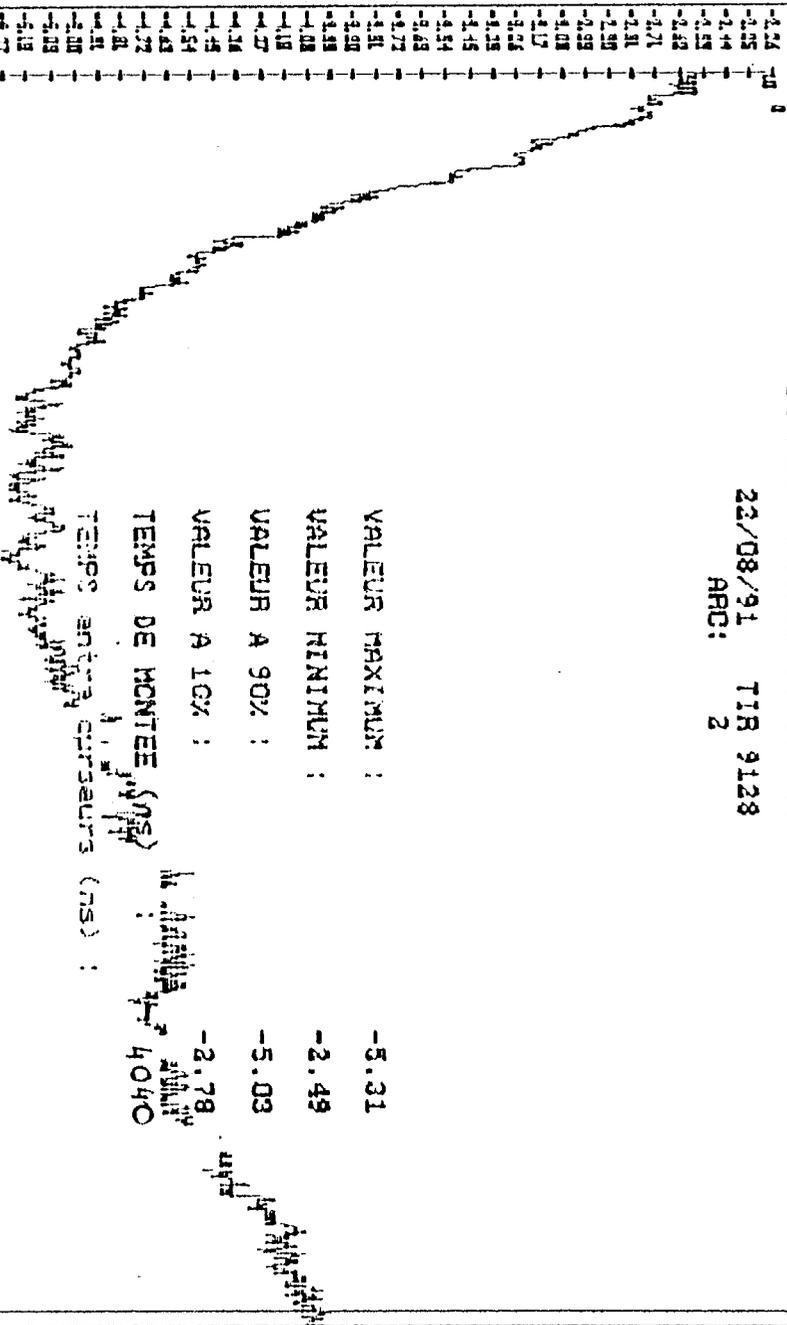




DONNEES LISSEES DU COURANT EN KA

22/08/91 TIR 9128

ARC: 2



VALEUR MAXIMUM : -5.31

VALEUR MINIMUM : -2.49

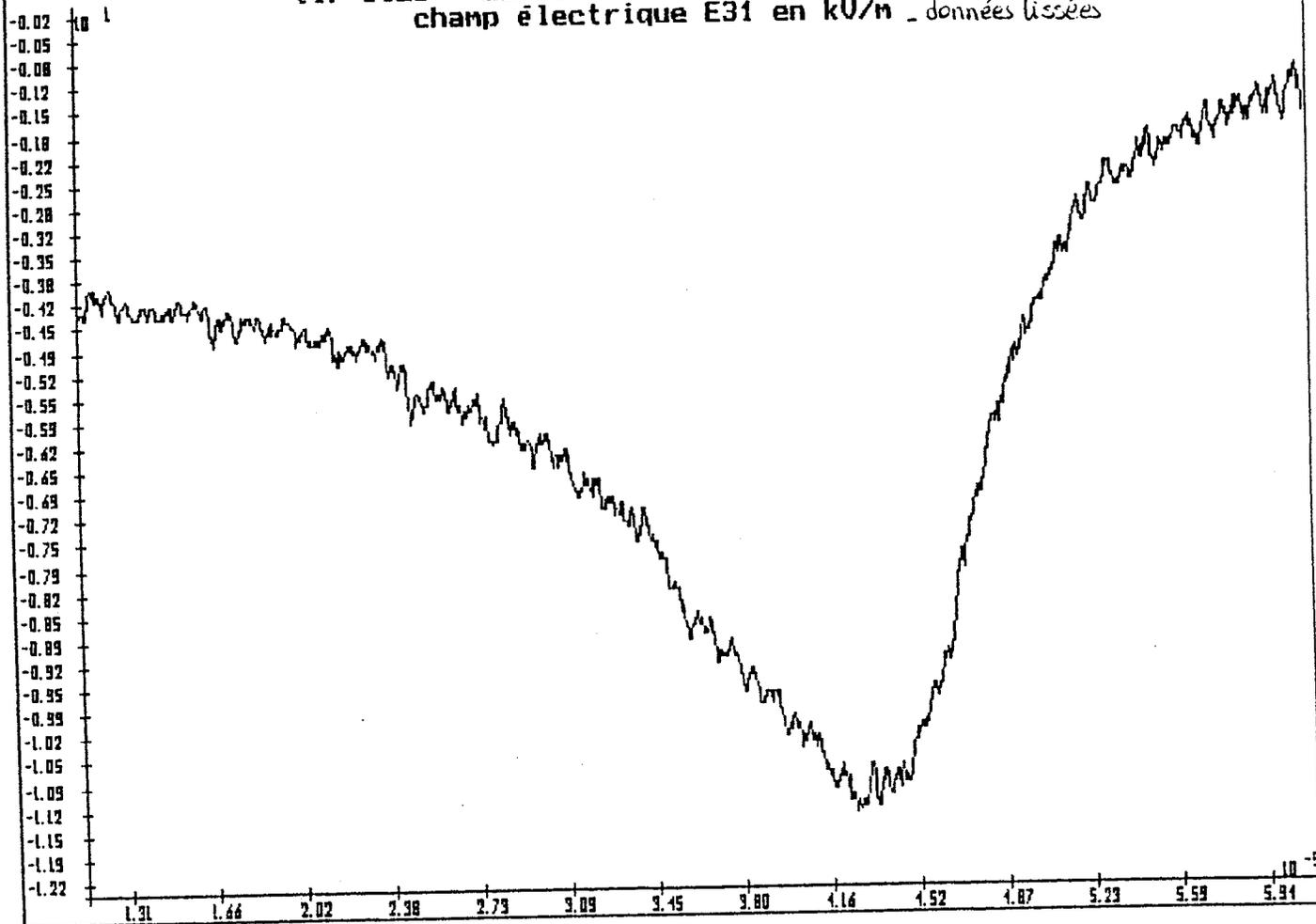
VALEUR A 90% : -5.03

VALEUR A 10% : -2.78

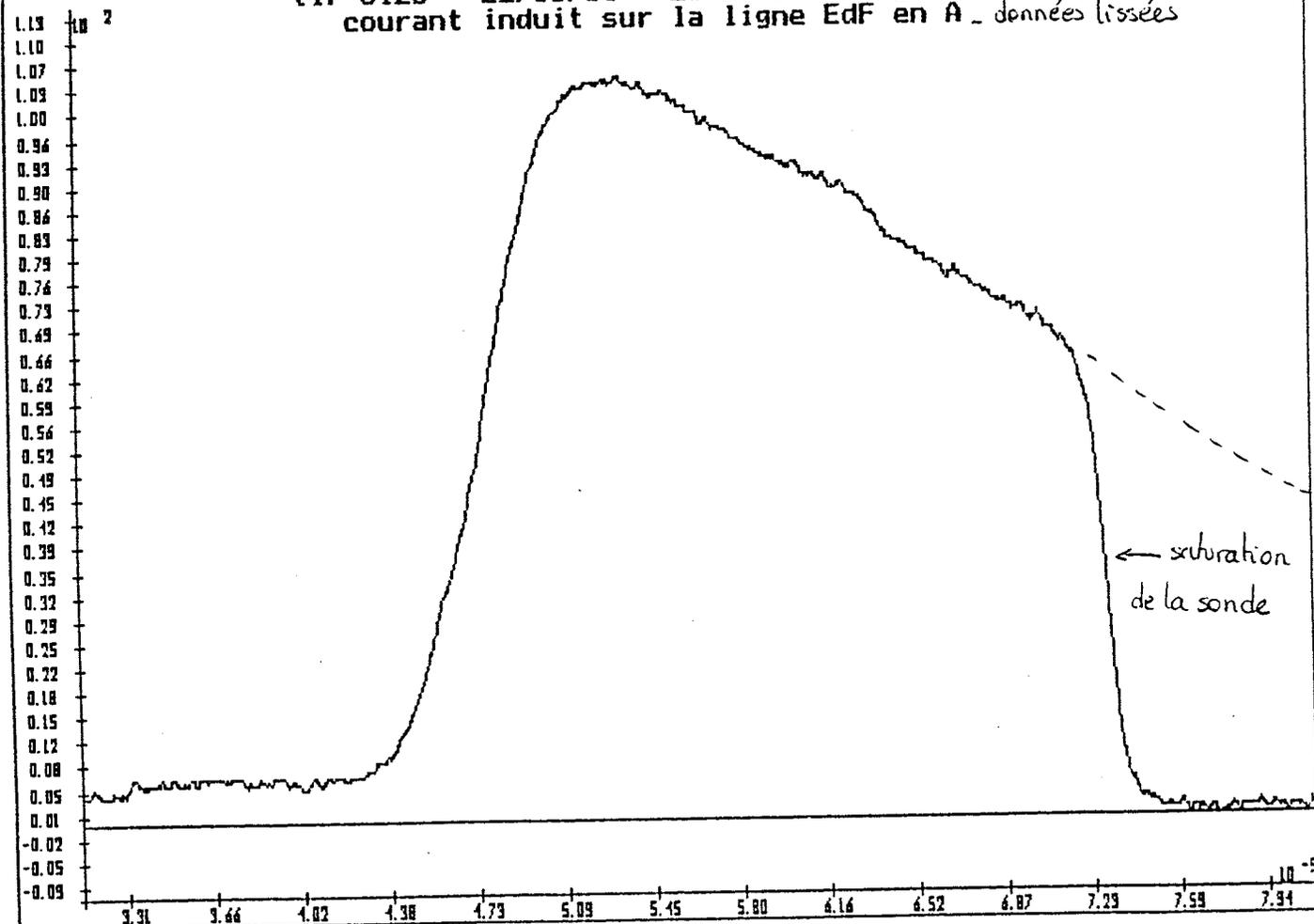
TEMPS DE MONTÉE (ms) : 4040

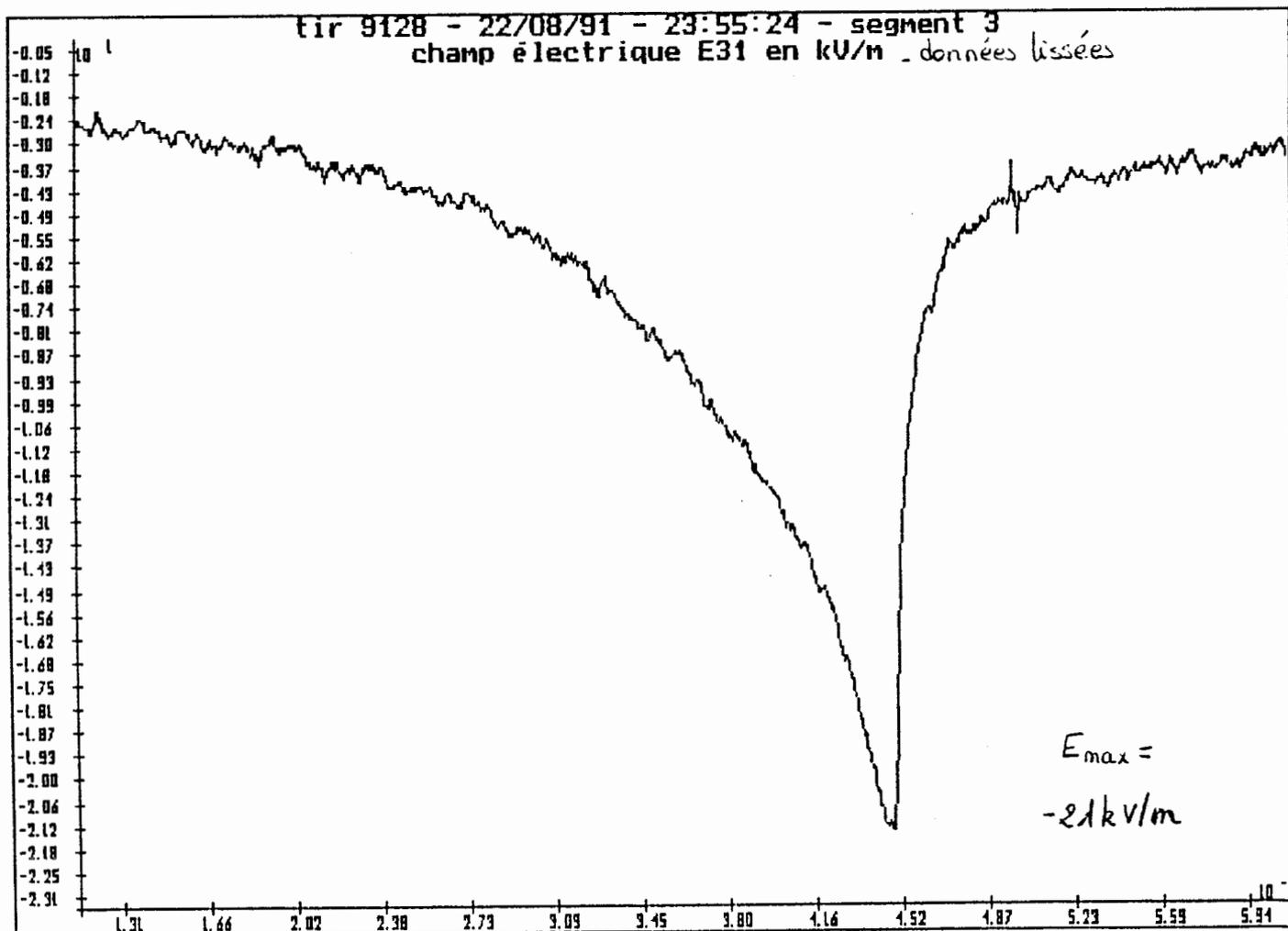
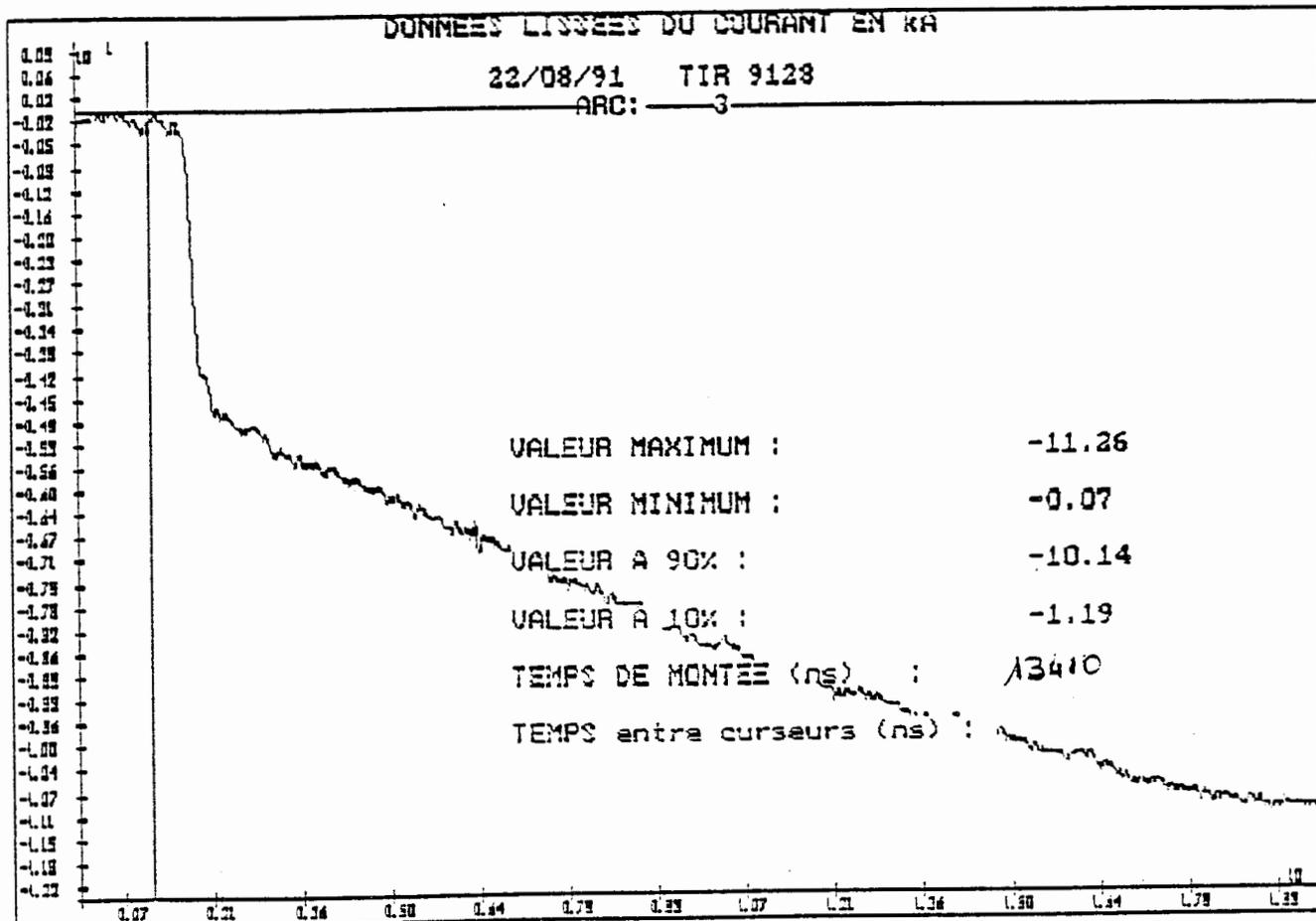
TEMPS ENTRE CURSEURS (ms) :

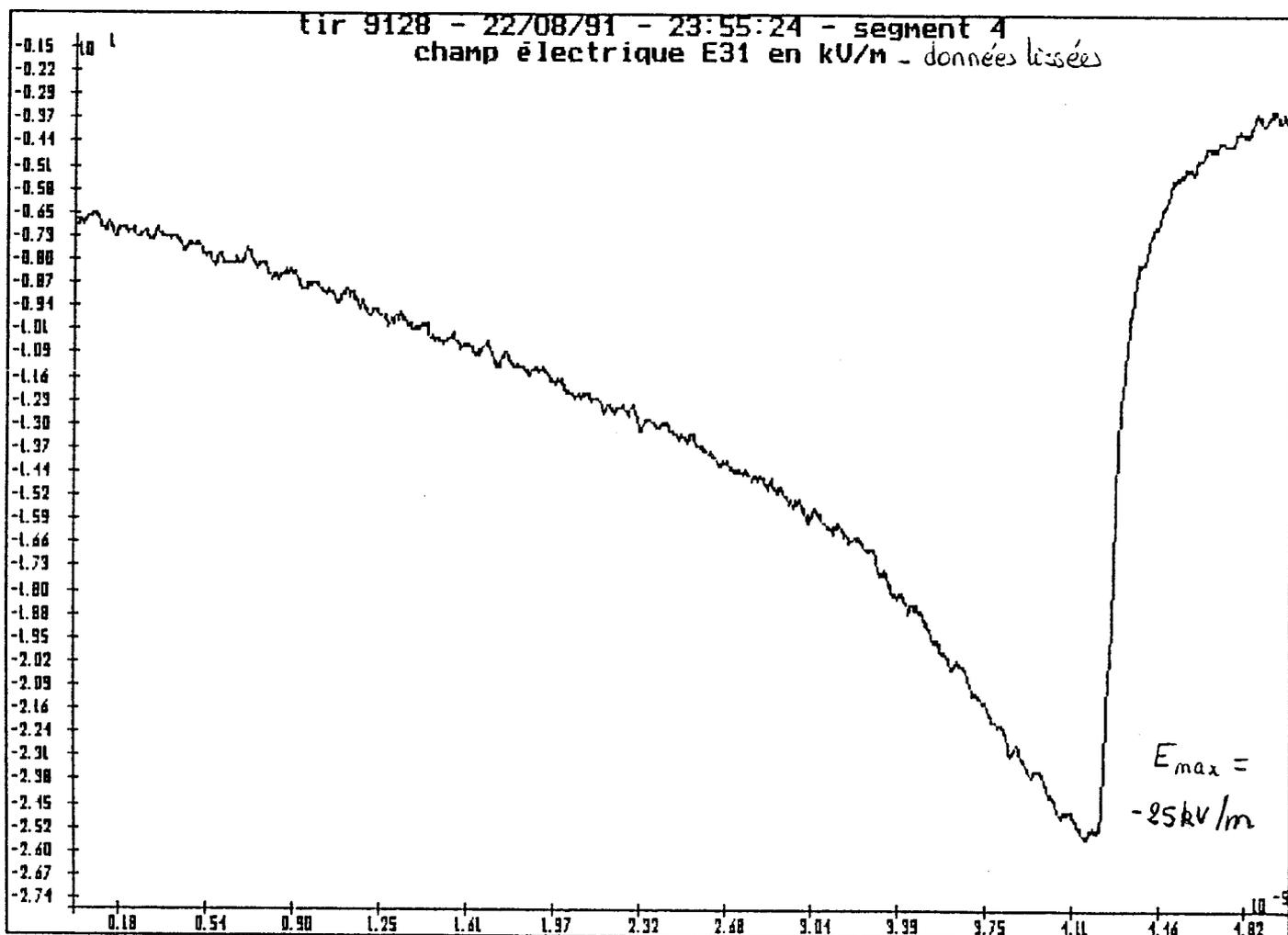
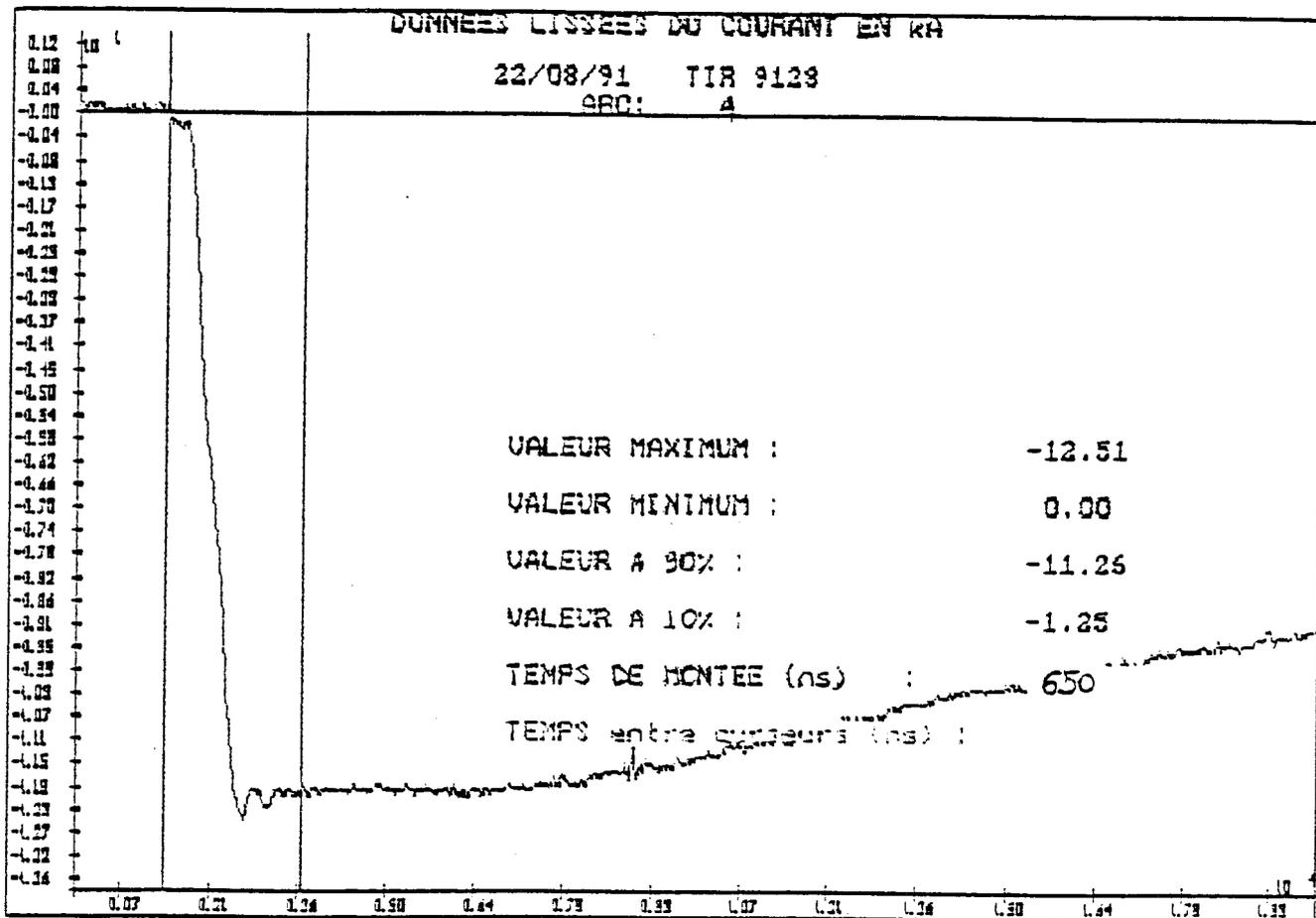
tir 9128 - 22/08/91 - 23:55:24 - segment 2
champ électrique E31 en kV/m - données lissées

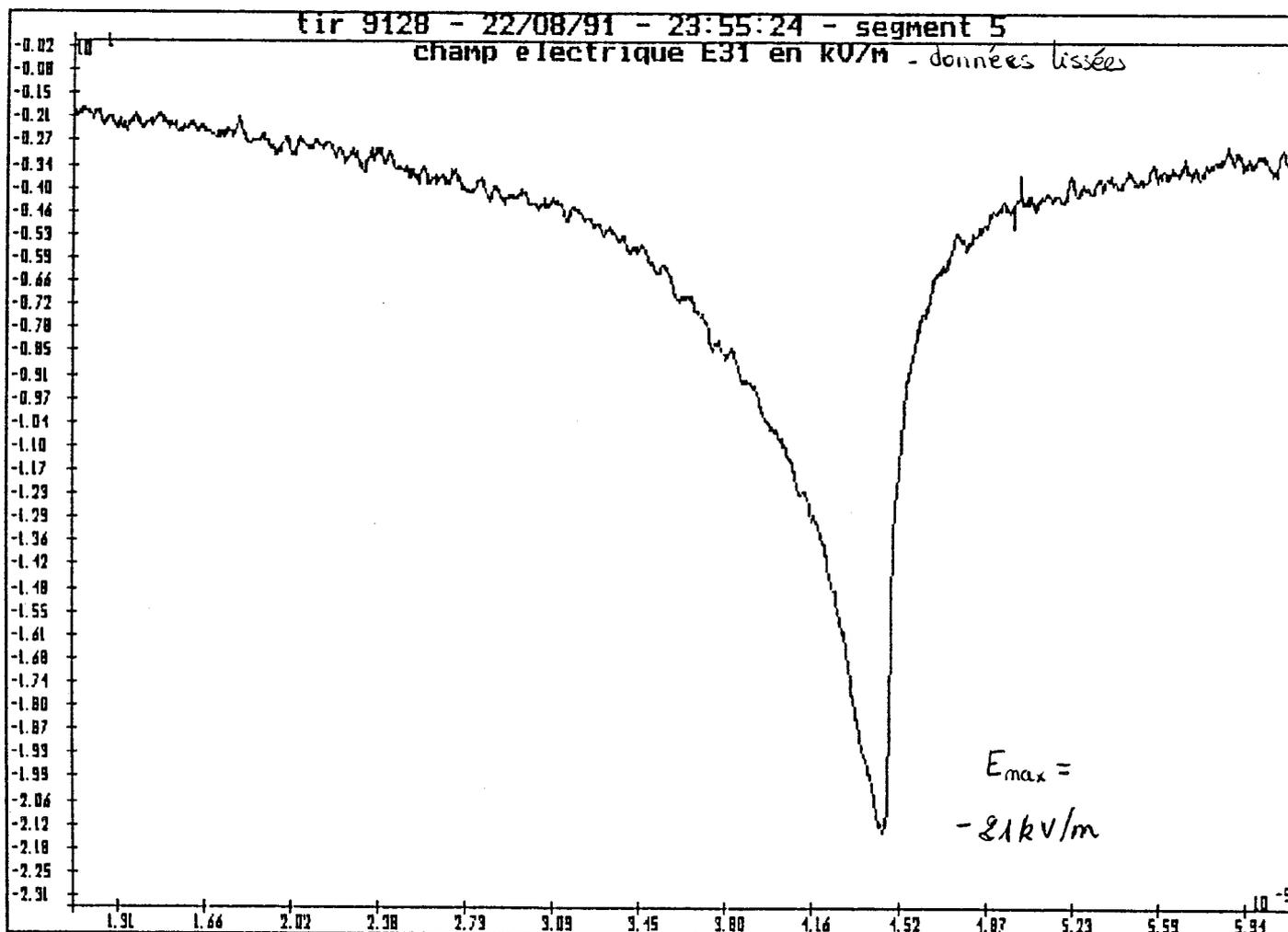
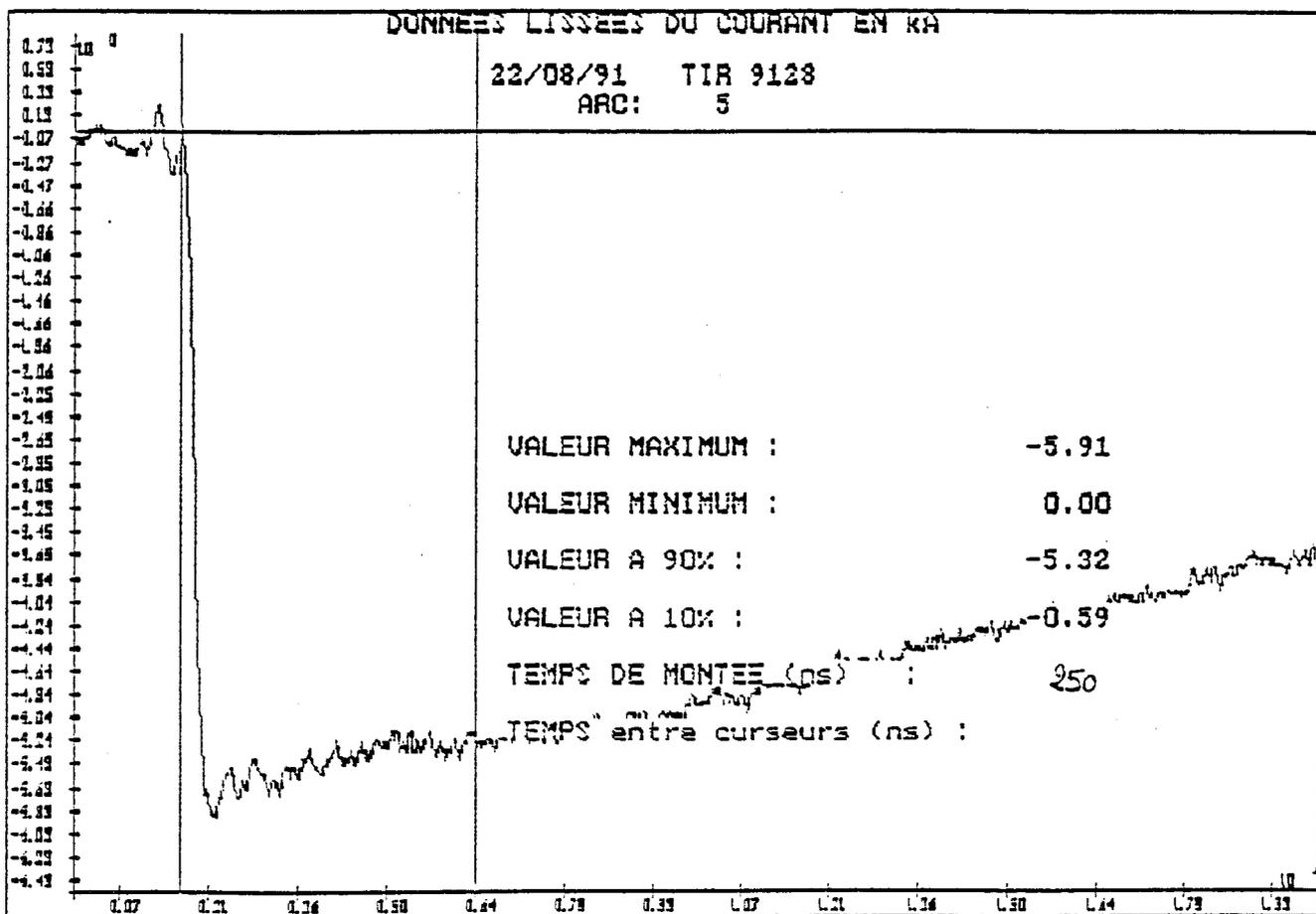


tir 9128 - 22/08/91 - 23:55:24 - segment 2
courant induit sur la ligne EdF en A - données lissées





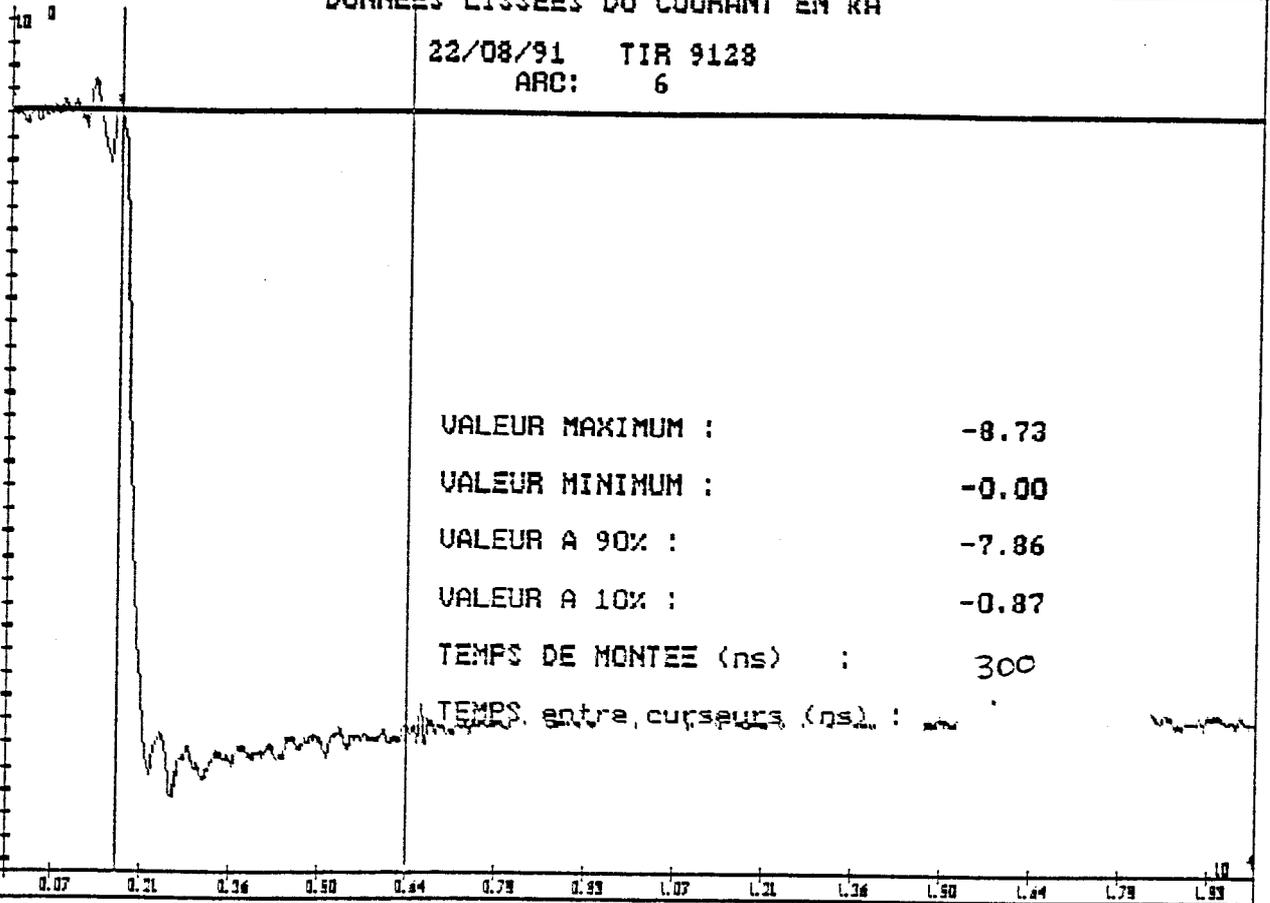




DONNEES LISSEES DU COURANT EN KA

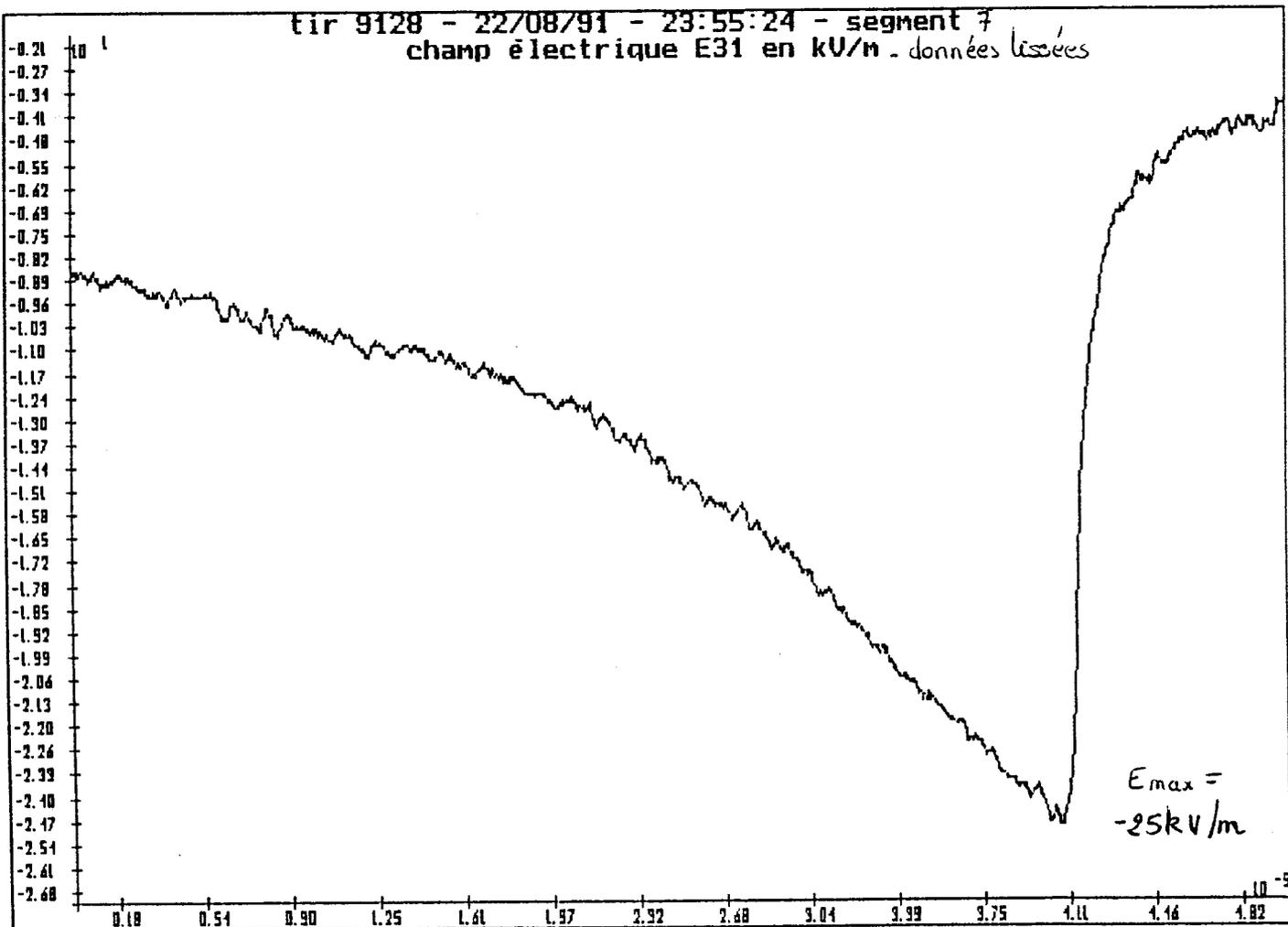
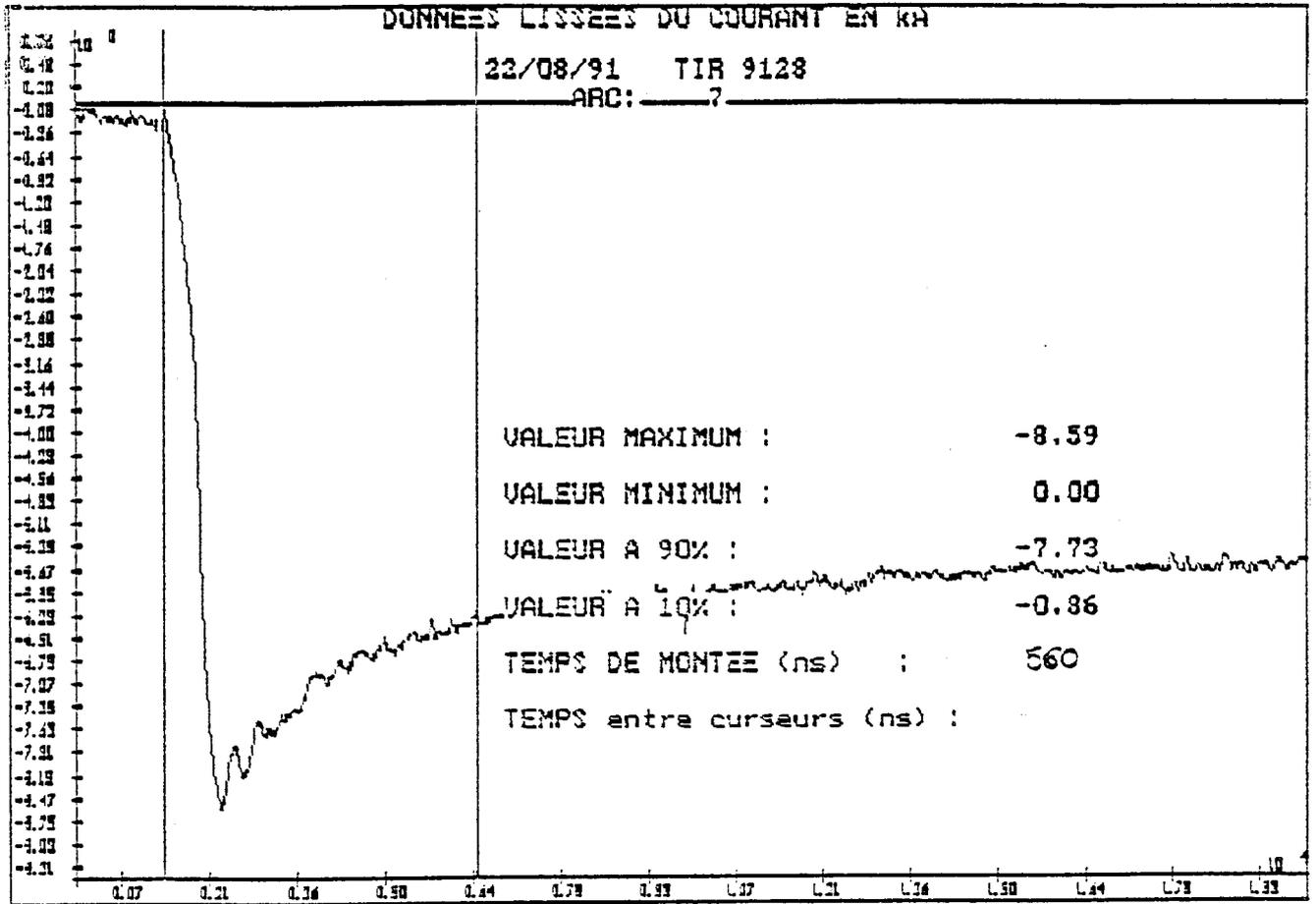
22/08/91 TIR 9128
ARC: 6

1.12
0.92
0.53
0.23
-0.06
-0.36
-0.66
-0.95
-1.24
-1.53
-1.83
-2.12
-2.42
-2.71
-3.01
-3.30
-3.60
-3.89
-4.19
-4.48
-4.78
-5.07
-5.37
-5.66
-5.95
-6.25
-6.54
-6.84
-7.13
-7.43
-7.72
-8.02
-8.31
-8.61
-8.90
-9.20
-9.49



VALEUR MAXIMUM : -8.73
VALEUR MINIMUM : -0.00
VALEUR A 90% : -7.86
VALEUR A 10% : -0.87
TEMPS DE MONTEE (ns) : 300
TEMPS. entre curseurs (ns) :

0.07 0.21 0.36 0.50 0.64 0.79 0.93 1.07 1.21 1.36 1.50 1.64 1.79 1.93

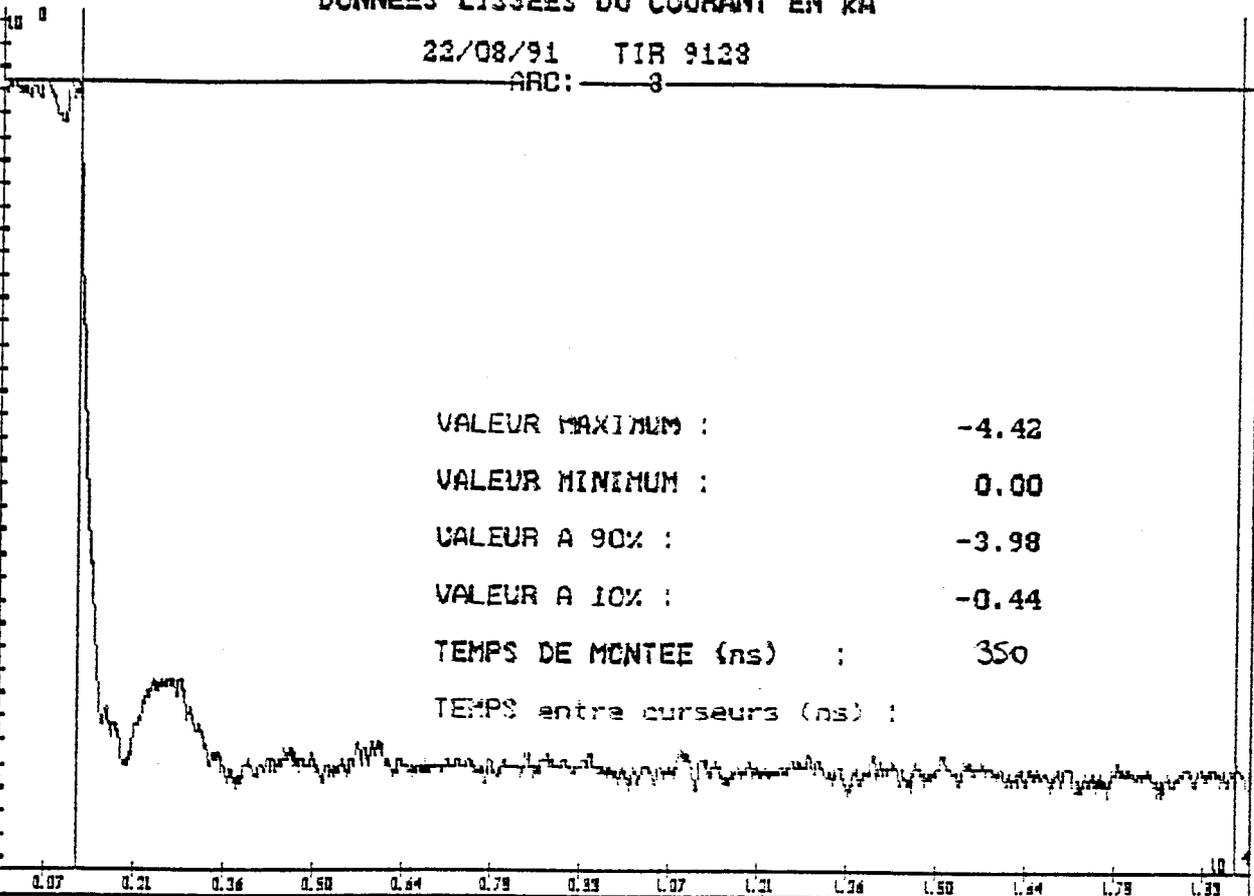


DONNEES LISSEES DU COURANT EN KA

22/08/91 TIR 9128

ARC: 3

0.57
0.33
0.08
-0.04
-0.20
-0.35
-0.48
-0.63
-0.78
-0.92
-1.06
-1.21
-1.35
-1.49
-1.64
-1.78
-1.92
-2.07
-2.21
-2.35
-2.50
-2.64
-2.78
-2.93
-3.07
-3.21
-3.36
-3.50
-3.64
-3.79
-3.93
-4.07
-4.22
-4.36
-4.50
-4.64
-4.78



VALEUR MAXIMUM : -4.42

VALEUR MINIMUM : 0.00

VALEUR A 90% : -3.98

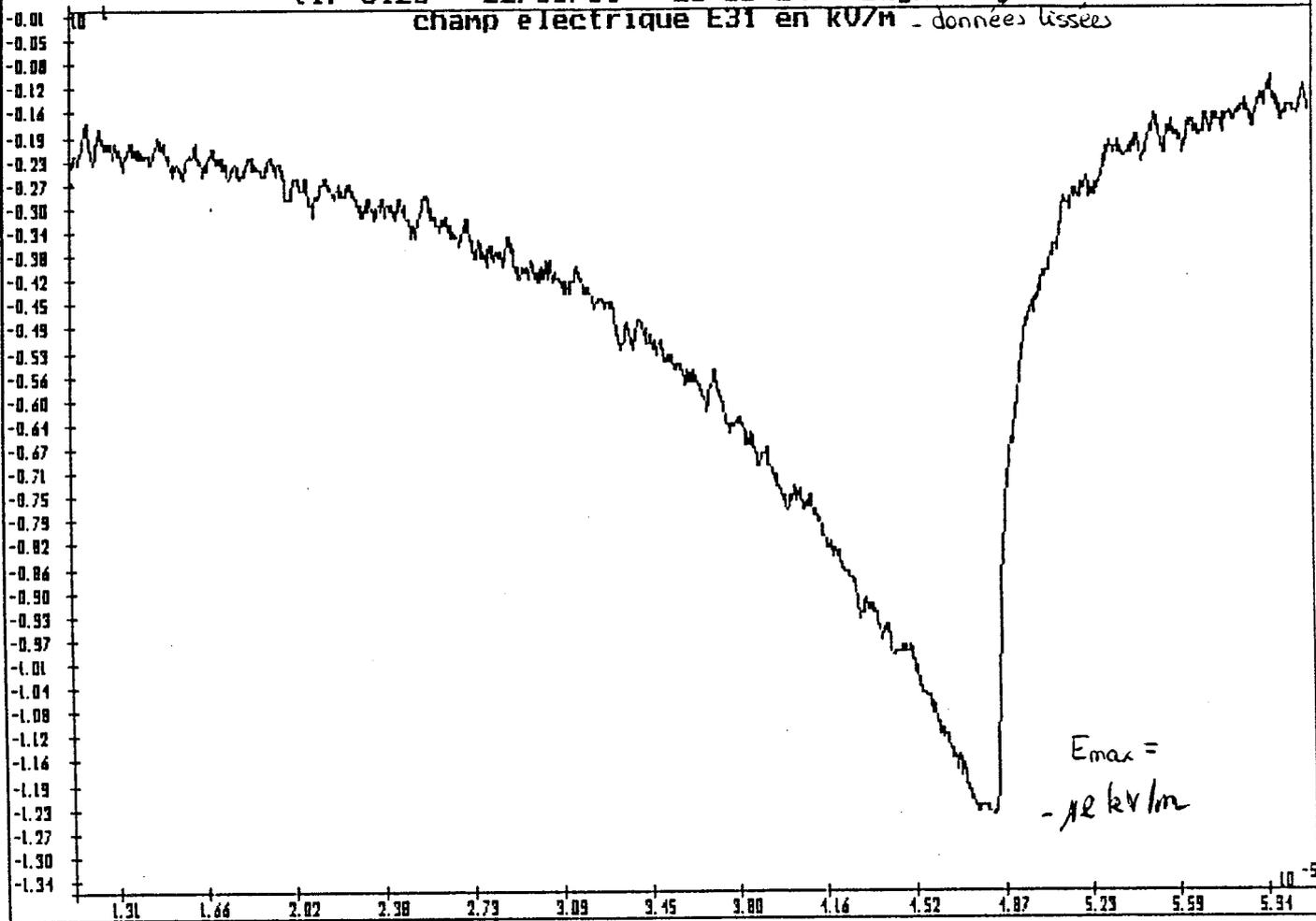
VALEUR A 10% : -0.44

TEMPS DE MONTEE (ns) : 350

TEMPS entre curseurs (ns) :

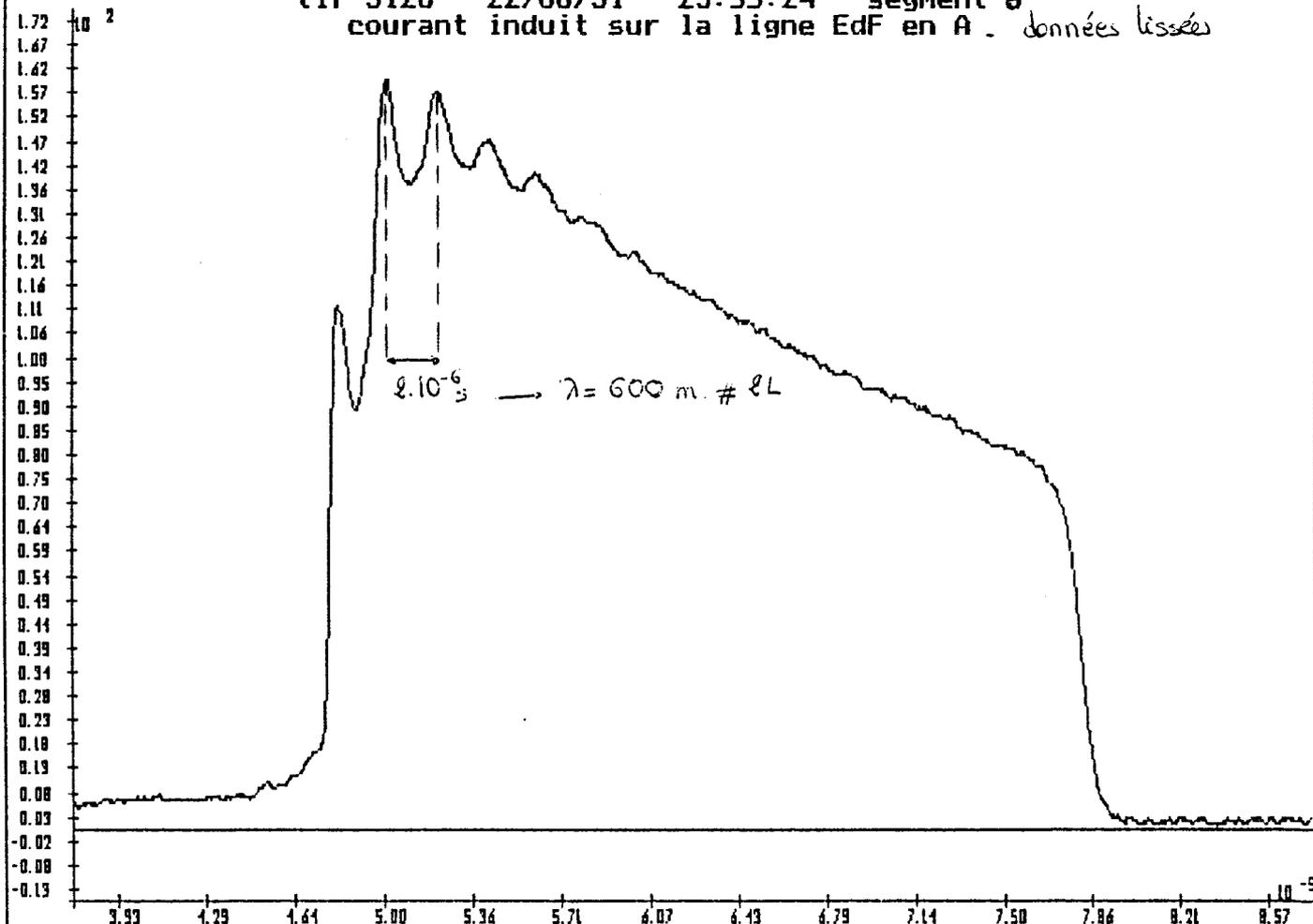
tir 9128 - 22/08/91 - 23:55:24 - segment 8

champ électrique E31 en KV/m - données lissées



tir 9128 - 22/08/91 - 23:55:24 - segment 8

courant induit sur la ligne EdF en A. données lissées

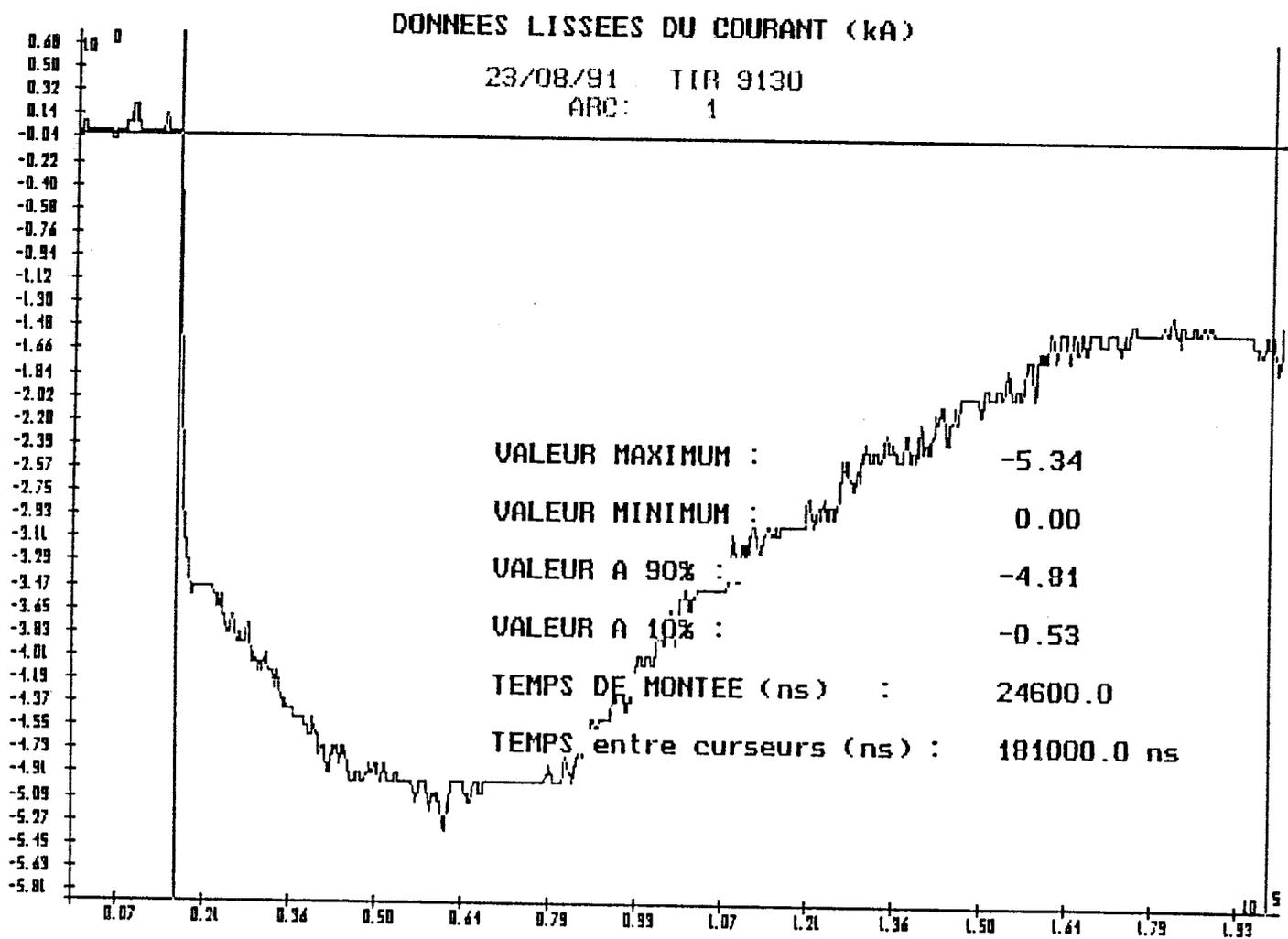


Tir 9130 : le 23/08/91 à 00:24

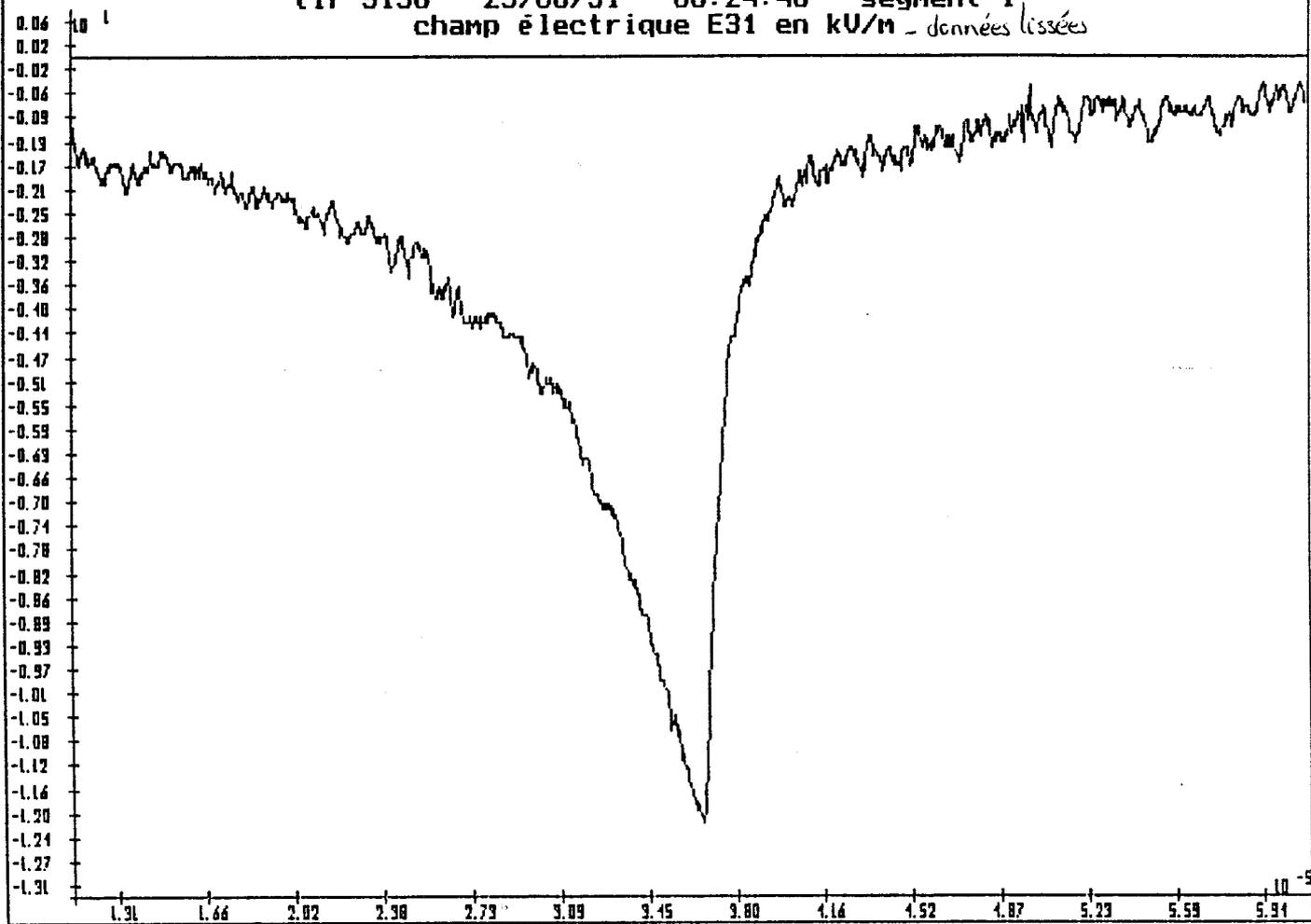
courant de foudre CENG

champ électrique E31

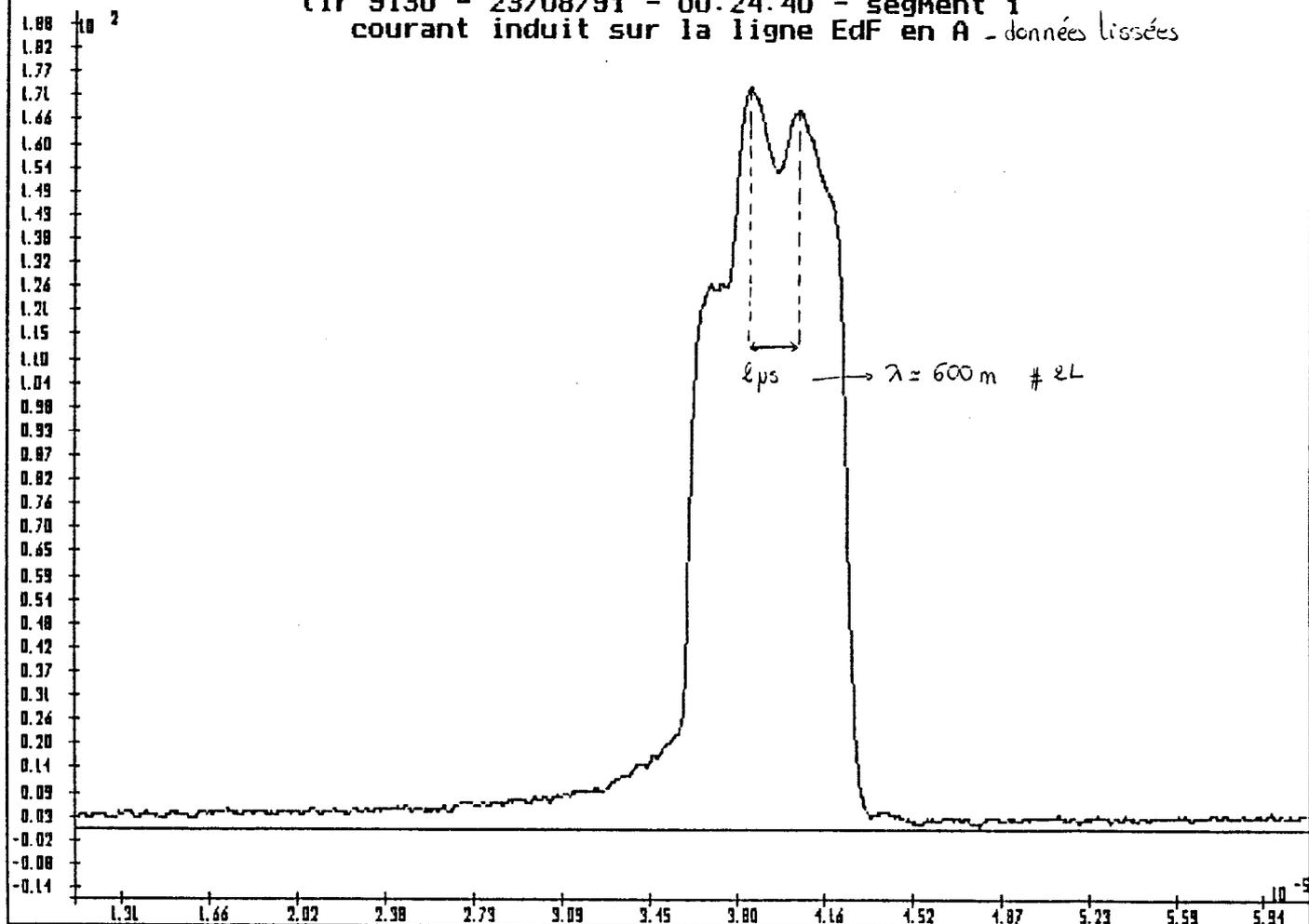
courant induit sur la ligne EDF



tir 9130 - 23/08/91 - 00:24:40 - segment 1
champ électrique E31 en kV/m - données lissées



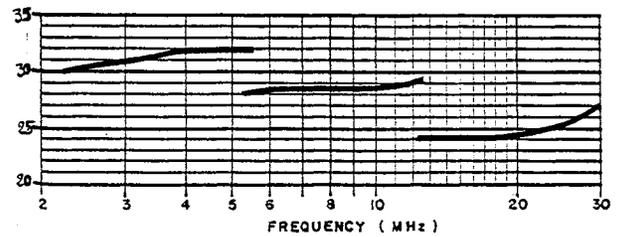
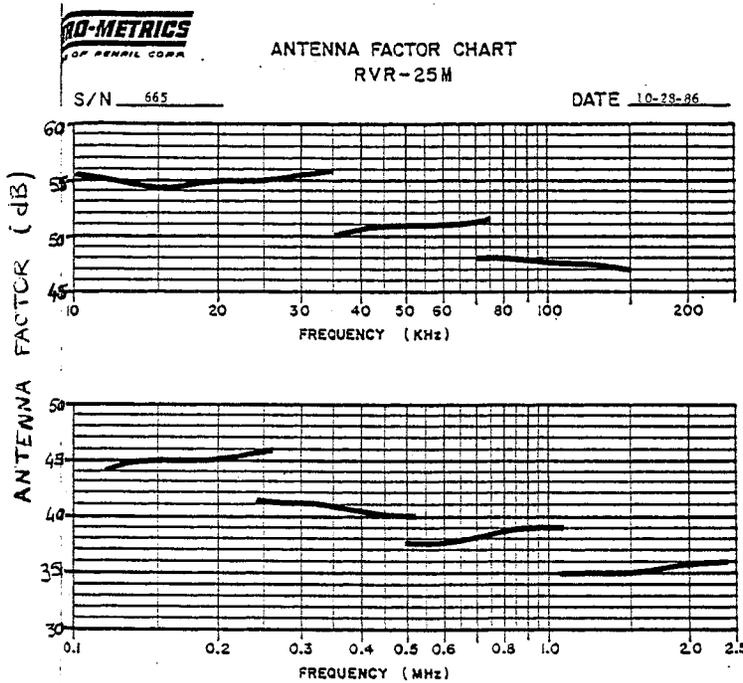
tir 9130 - 23/08/91 - 00:24:40 - segment 1
courant induit sur la ligne EdF en A - données lissées



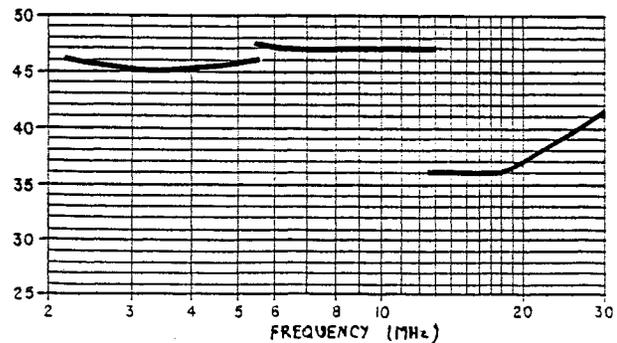
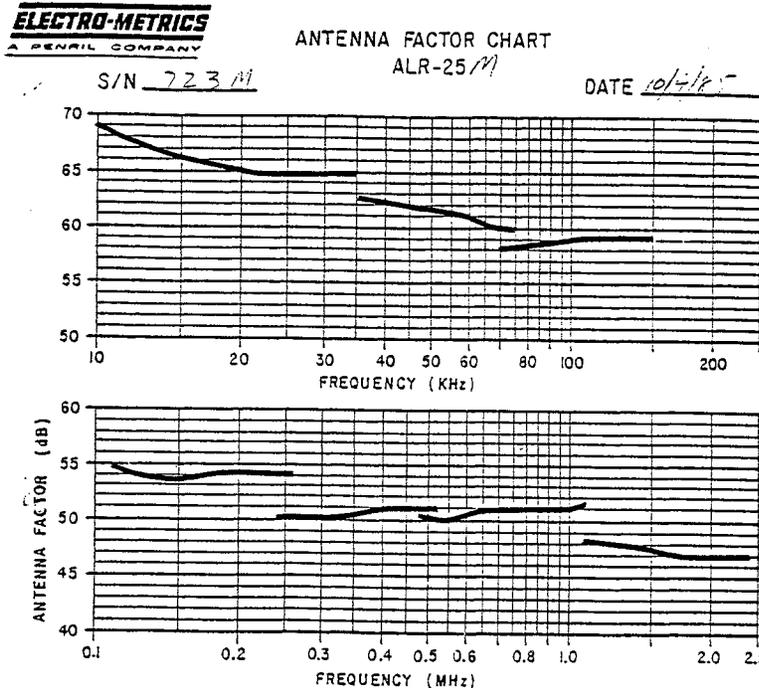
Annexe III.1

évolution en fréquence du facteur d'antenne de l'antenne verticale et de l'antenne cadre

antenne verticale RVR-25M :



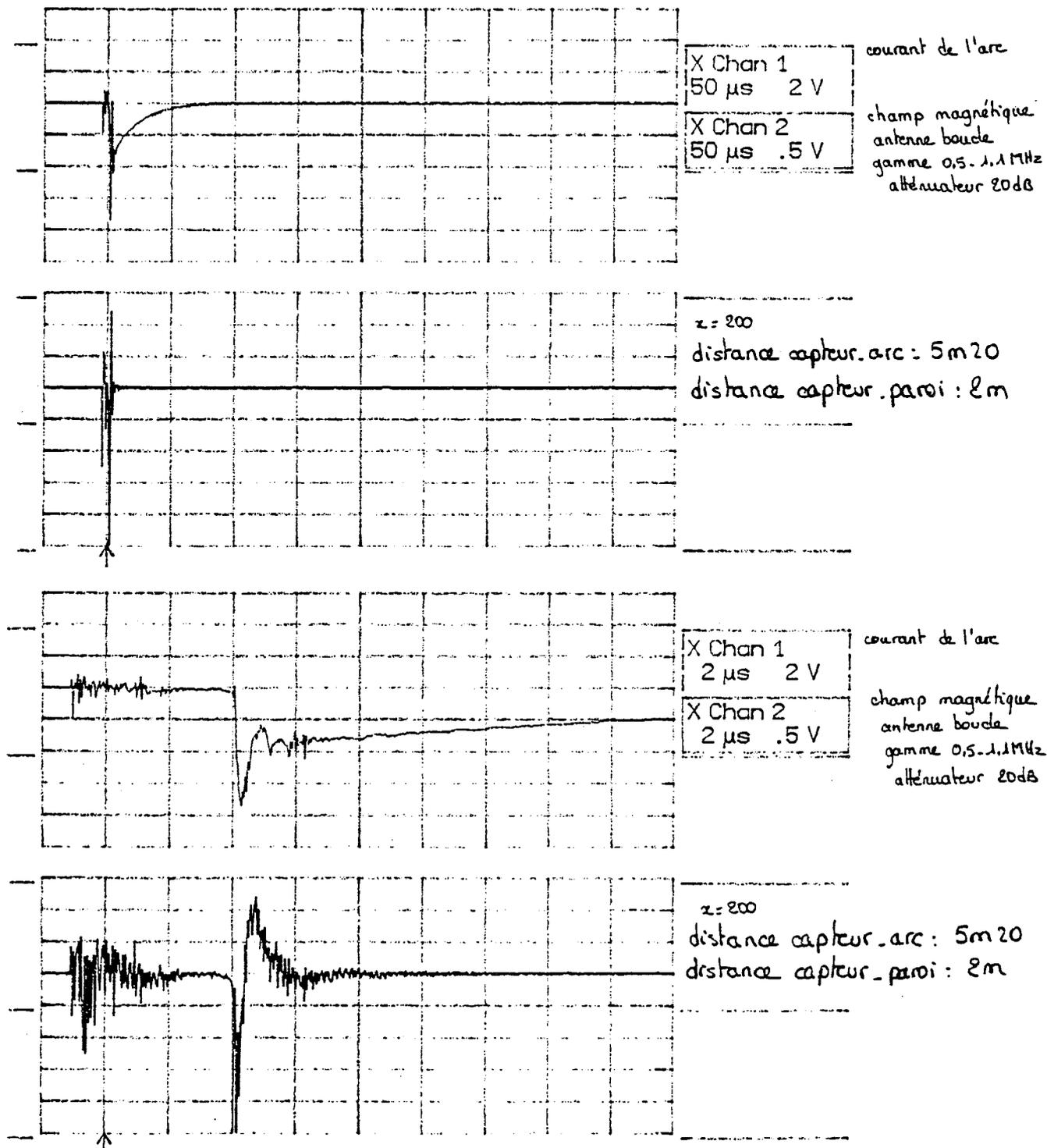
antenne cadre ALR-25M :



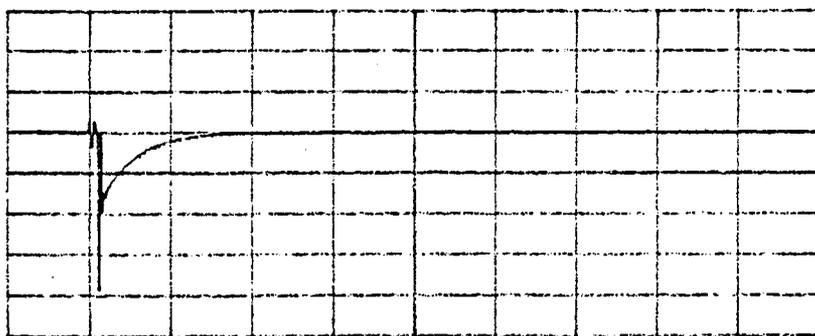
Annexe III.2

exemples d'enregistrements réalisés dans le hall haute tension du CEGELY

mesure du champ magnétique à l'aide de l'antenne boucle lors d'une décharge en polarité négative (charge du générateur à - 700 kiloVolts) :

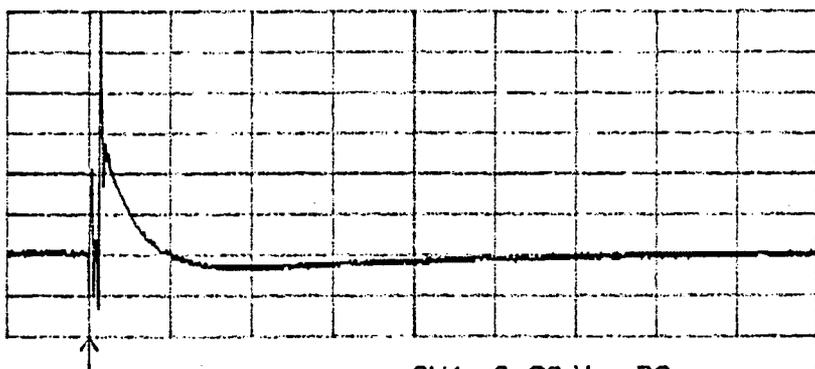


mesure du champ magnétique à l'aide du capteur Mélopée H31 lors d'une décharge en polarité négative (charge du générateur à - 700 kiloVolts) :



X Mem C	
50 μ s	2 V
X Mem D	
50 μ s	.1 V

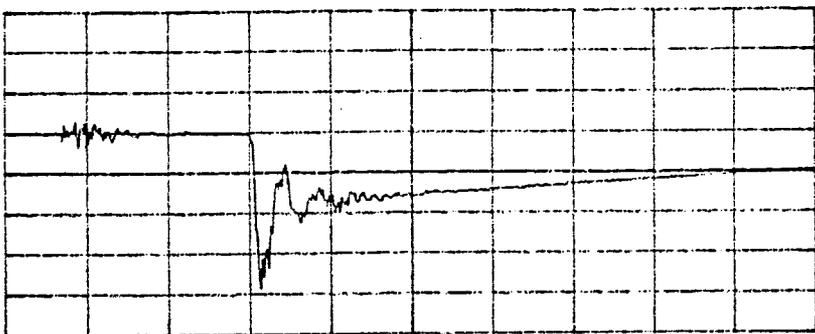
courant de l'arc
 champ magnétique
 Mélopée S30 26,5 A/m



$z = 200$
 distance capteur-arc : 5m20
 distance capteur-paroi : 2m

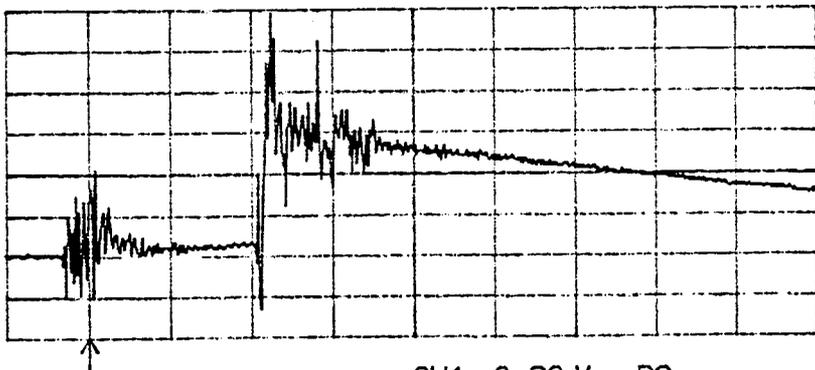
CH1 -0.60 V DC

CH1 > 1 V =
 CH2 .2 V =
 T/div 50 μ s



X Mem C	
2 μ s	2 V
X Mem D	
2 μ s	.1 V

courant de l'arc
 champ magnétique
 Mélopée S30 26,5 A/m

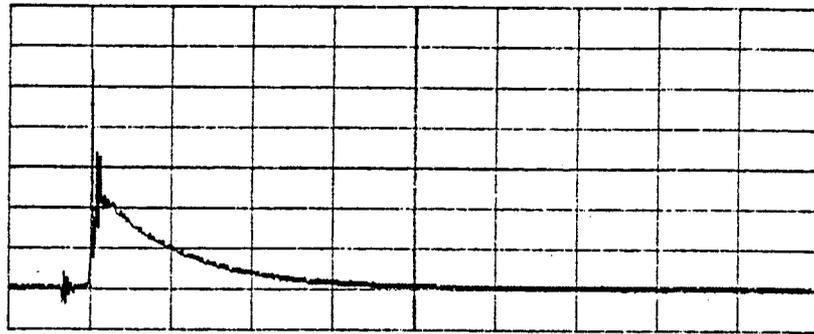


$z = 200$
 distance capteur-arc : 5m20
 distance capteur-paroi : 2m

CH1 -0.60 V DC

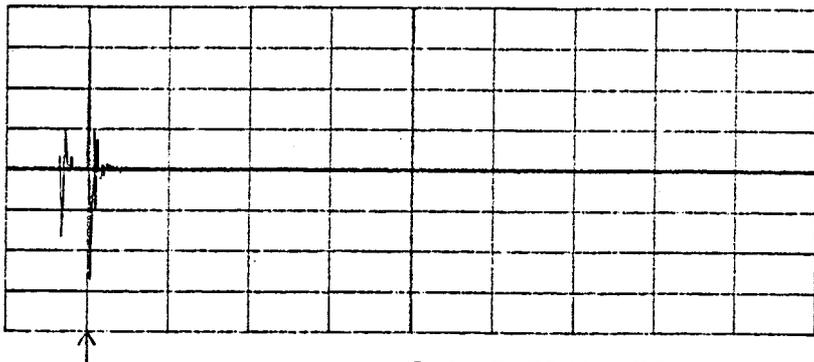
CH1 > 1 V =
 CH2 .2 V =
 T/div 50 μ s

mesure du champ électrique à l'aide de l'antenne verticale lors d'une décharge en polarité positive (charge du générateur à + 600 kiloVolts) :



X Chan 1
20 μ s 1 V
X Chan 2
20 μ s > 2 V

courant de l'arc
champ électrique
antenne foyet
gamme 0,5-1,1 MHz
atténuateur 20dB
2,5 V/div

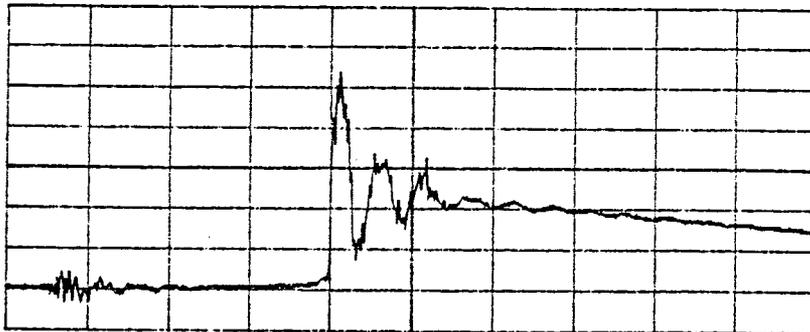


$z = 200$
distance capteur-arc : 5 m 20
distance capteur-paroi : 2 m

CH1 0.60 V DC

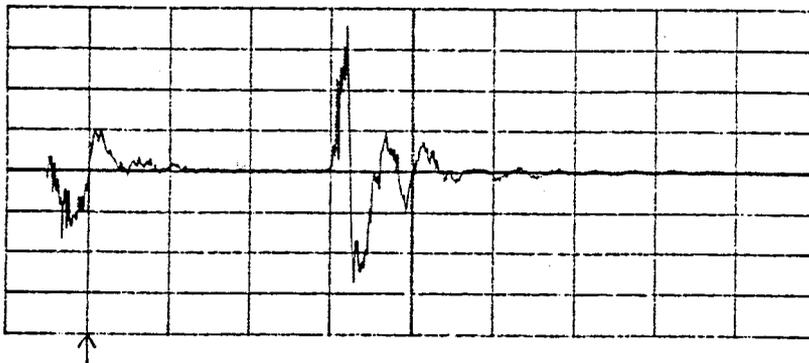
CH1 > 1 V =
CH2 > 1 V $\frac{50}{\Omega}$

T/div 20 μ s



X Chan 1
2 μ s 1 V
X Chan 2
2 μ s > 2 V

courant de l'arc
champ électrique
antenne foyet
gamme 0,5-1,1 MHz
atténuateur 20 dB
2,5 V/div



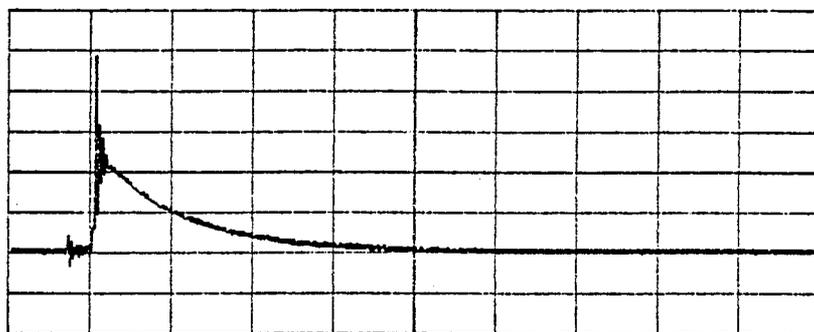
$z = 200$
distance capteur-arc : 5 m 20
distance capteur-paroi : 2 m

CH1 0.60 V DC

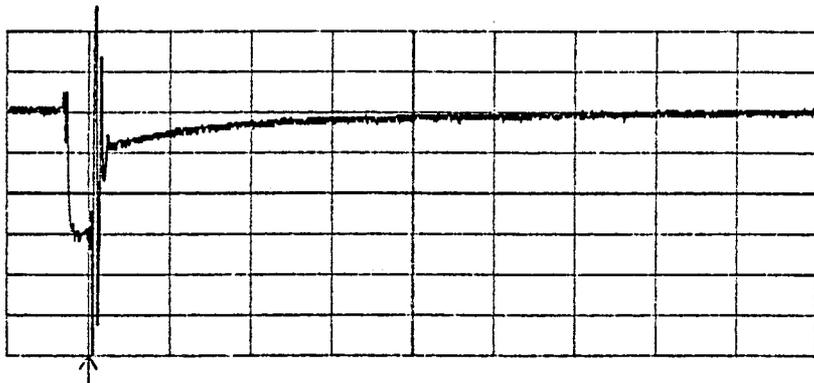
CH1 > 1 V =
CH2 > 1 V $\frac{50}{\Omega}$

T/div 20 μ s

mesure du champ électrique à l'aide du capteur Mélopée E31 lors d'une décharge en polarité positive (charge du générateur à + 600 kiloVolts) :



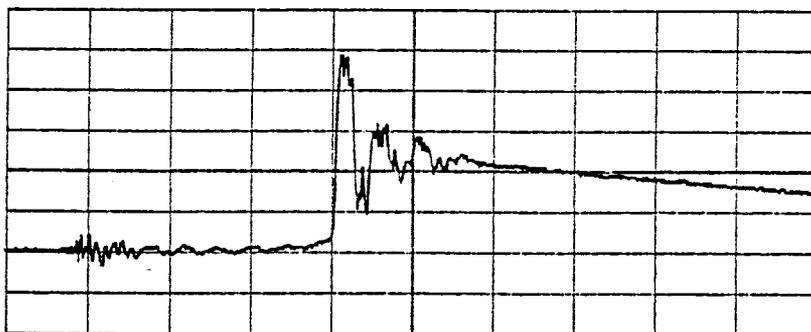
X Mem C	courant de l'arc	
20 μ s	1 V	$I_{max} \approx 2,5$ kA
X Mem D	champ électrique	
20 μ s	.1 V	Mélopée S30 10kV/m
		$E_{max} \approx -10$ kV/m



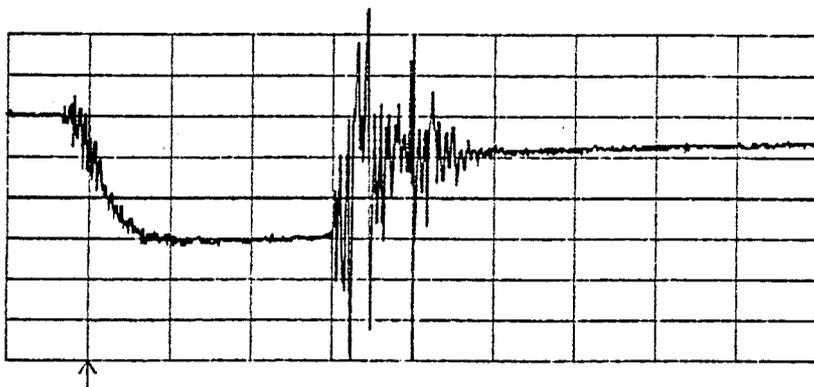
$\alpha = 200$
 distance capteur-arc : 5m \pm 0
 distance capteur-paroi : 2m
 $U = +500$ kV

CH1 0.60 V DC

CH1 > 1 V =
 CH2 .2 V $\frac{50}{\Omega}$
 T/div 20 μ s



X Mem C	courant de l'arc	
2 μ s	1 V	
X Mem D	champ électrique	
2 μ s	.1 V	Mélopée S30 10kV/m



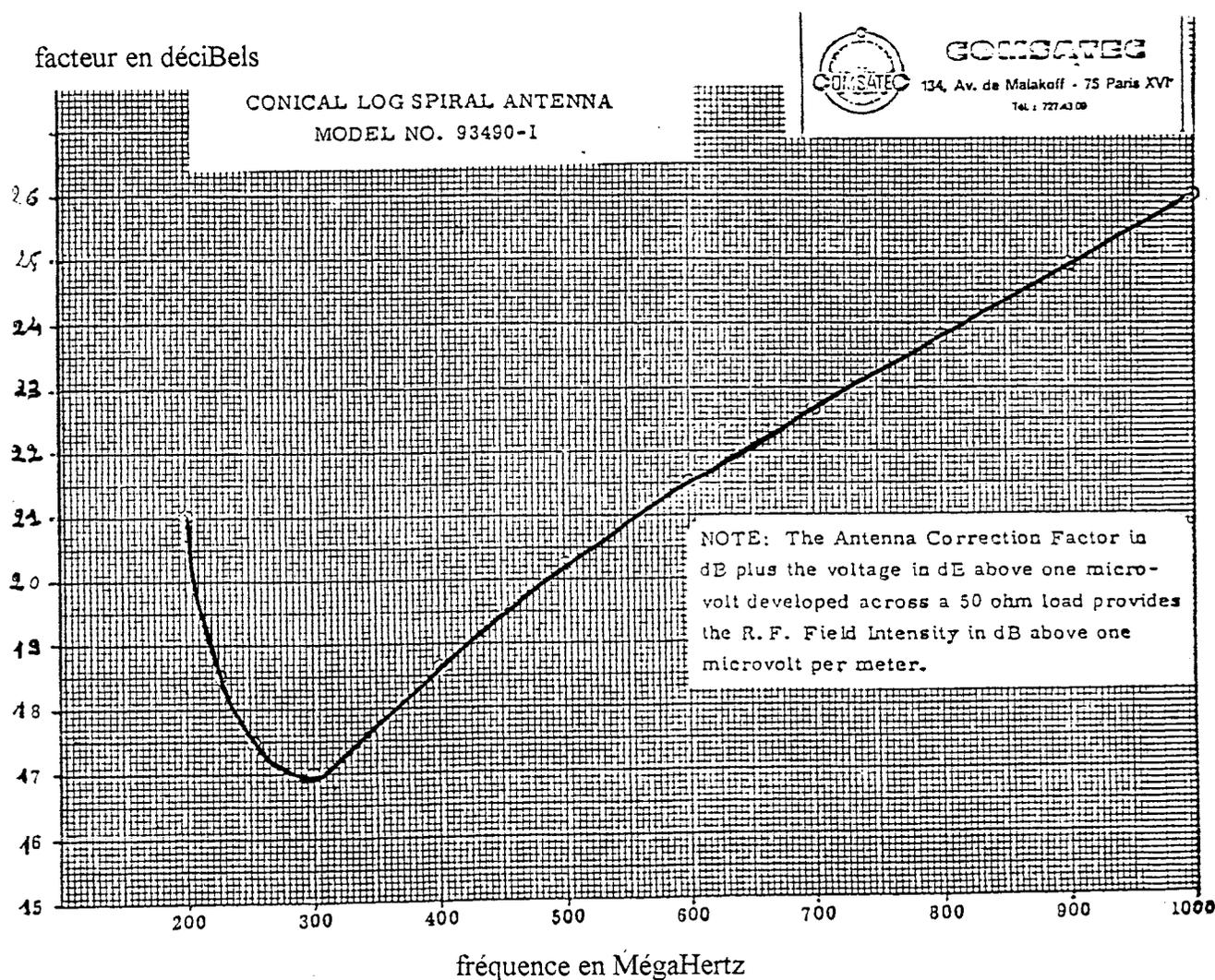
$\alpha = 200$
 distance capteur-arc : 5m \pm 0
 distance capteur-paroi : 2m

CH1 0.60 V DC

CH1 > 1 V =
 CH2 .2 V $\frac{50}{\Omega}$
 T/div 20 μ s

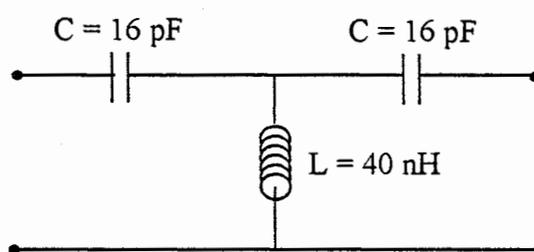
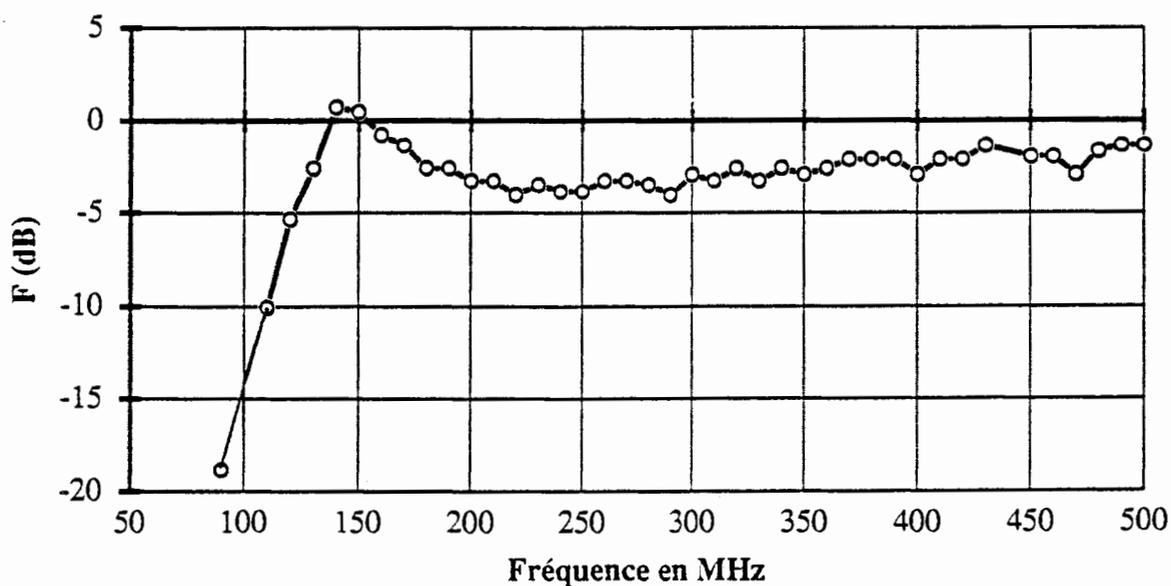
Annexe III.3

évolution du facteur de correction de l'antenne log-spirale



Annexe III.4

structure et fonction de transfert du filtre 100 MégaHertz

structure du filtre en π 

fonction de transfert du filtre

Annexe IV.1

calcul du champ électromagnétique par le modèle de la ligne de transmission

A partir des équations de Maxwell dans le vide (équations A.4.1), on définit les potentiels scalaire U et vecteur \vec{A} retardés, créés par une source de volume V' dans le vide. Nous obtenons les expressions A.4.2 relatives à la figure A.4.1.

$$\left. \begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{E} &= - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{B} &= \mu_0 \vec{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.4.1})$$

où $\left\{ \begin{array}{l} \rho, \text{ est la densité volumique de charge} \\ \vec{J}, \text{ est la densité de courant} \\ c, \text{ est la vitesse de la lumière} \end{array} \right.$

$$\left. \begin{aligned} U(\vec{r}, t) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{V'} \frac{\rho\left(r', t - \frac{R}{c}\right)}{R} dV' \\ \vec{A}(\vec{r}, t) &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{V'} \frac{\vec{J}\left(r', t - \frac{R}{c}\right)}{R} dV' \\ 0 &= \vec{\nabla} \cdot \vec{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial U}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.4.2})$$

Les champs sont alors définis par les équations A.4.3 :

$$\left. \begin{aligned} \vec{E} &= - \text{grad } U - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \\ \vec{H} &= \frac{1}{\mu_0} \text{rot } \vec{A} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.4.3})$$

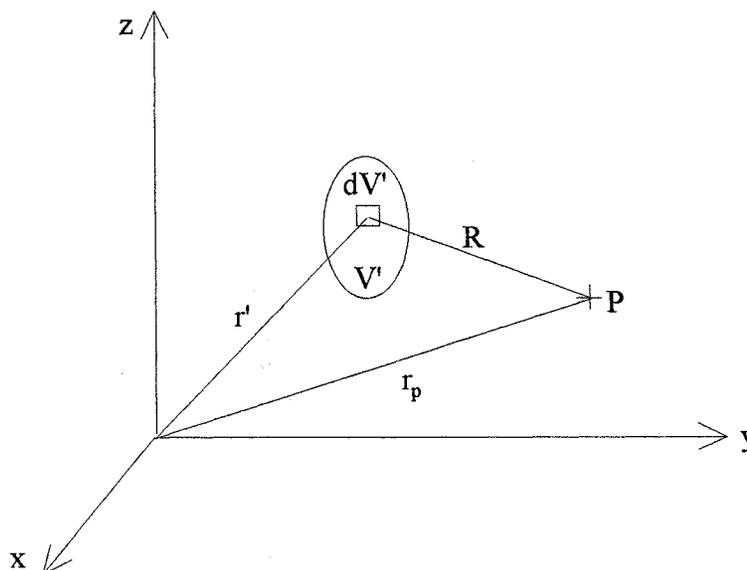


figure A.4.1

L'application de ces formules au phénomène foudre, conduit au modèle de la ligne de transmission qui s'appuie, de plus, sur les hypothèses simplificatrices suivantes :

- le canal de décharge est supposé rectiligne, vertical et de hauteur H.
- le courant de décharge se propage dans le canal comme dans une ligne de transmission sans perte.
- le sol est plan et infiniment conducteur.
- le canal de décharge a un rayon négligeable par rapport à la plus petite longueur d'onde mise en jeu par le phénomène.

Les simplifications qui en découlent consistent à :

- diviser le canal de décharge en n dipôles électrostatiques élémentaires dont les potentiels U et \vec{A} sont définis analytiquement à l'aide des équations A.4.2.
- déterminer la loi de propagation du courant de décharge dans le canal :
 $i(z,t) = i(0, t - z/v)$ où v est la vitesse de propagation
- utiliser la théorie des images électriques pour déterminer l'influence du sol.
- considérer la densité de courant constante sur toute la section du canal de décharge (courant = densité x section) et la distance R constante sur le volume V'.

Le potentiel vecteur élémentaire produit par le dipôle dz_p est ainsi donné par l'équation A.4.4, avec les notations de la figure A.4.2, en coordonnées cylindriques :

$$d\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I\left(z_p, t - \frac{R}{c}\right)}{R} dz_p \vec{u}_z \quad (\text{A.4.4})$$

$$\text{avec } R = \sqrt{r^2 + (z - z_p)^2}$$

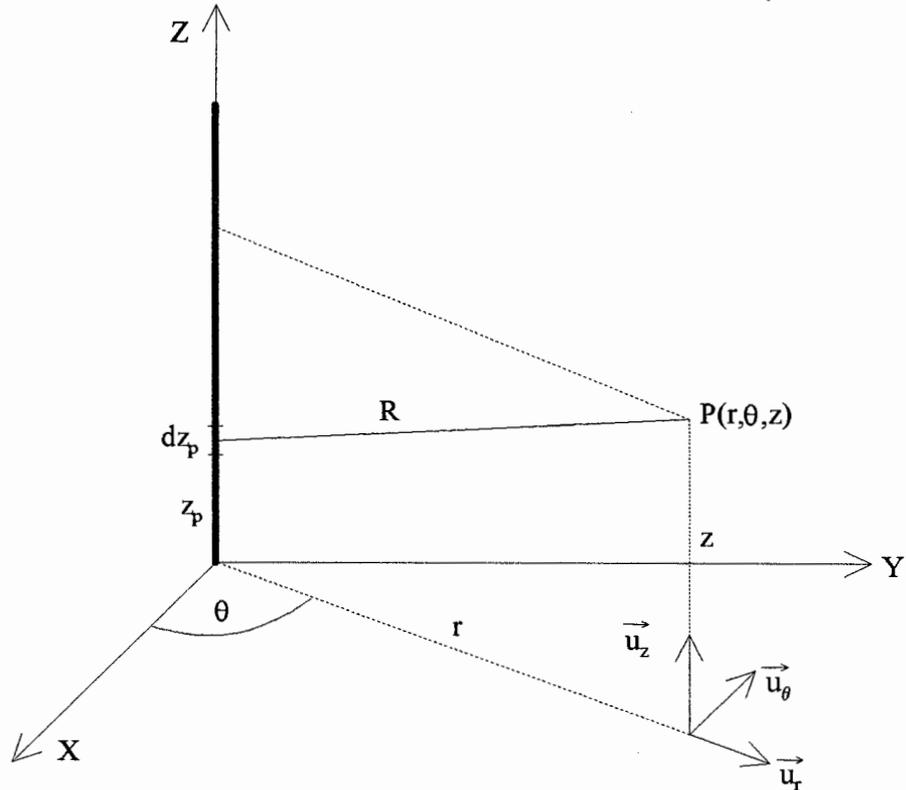


figure A.4.2

Le champ magnétique produit par ce dipôle élémentaire se calcule alors de la manière suivante :

$$\text{on a } d\vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{1}{\mu_0} \text{rot } d\vec{A} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial dA_z}{\partial \theta} \vec{u}_r - \frac{\partial dA_z}{\partial r} \vec{u}_\theta \right)$$

puisque $d\vec{A}$ ne possède qu'une composante suivant \vec{u}_z .

$$\text{donc } d\vec{H}(\vec{r}, t) = - \frac{dz_p}{4\pi} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{I\left(z_p, t - \frac{R}{c}\right)}{R} \right)$$

$$\text{or } \frac{\partial R}{\partial r} = \frac{r}{R} \quad \text{et} \quad \frac{\partial I\left(z_p, t - \frac{R}{c}\right)}{\partial r} = - \frac{r}{cR} I' \left(z_p, t - \frac{R}{c} \right)$$

où I' est la dérivée temporelle du courant I

Nous avons ainsi :

$$d\vec{H}_{\text{vide}}(\vec{r}, t) = \frac{dz_p}{4\pi} \left(\frac{r}{c R^2} I' \left(z_p, t - \frac{R}{c} \right) + \frac{r}{R^3} I \left(z_p, t - \frac{R}{c} \right) \right) \vec{u}_\theta \quad (\text{A.4.5})$$

Afin d'obtenir le champ électrique rayonné par le dipôle élémentaire, nous calculons le potentiel scalaire à l'aide de la condition de Jauge de Lorenz (équation A.4.2), puis nous déterminons son gradient et enfin le champ $d\vec{E}$:

$$\text{on a } \frac{\partial dU}{\partial t} = -c^2 \text{div}(d\vec{A}) \quad \text{avec } \text{div}(d\vec{A}) = \frac{\partial dA_z}{\partial z}$$

($d\vec{A}$ ne possède qu'une composante selon z)

$$\text{donc } \frac{\partial dU}{\partial t} = -c^2 \frac{\mu_0 dz_p}{4\pi R^2} \left(R \frac{\partial I}{\partial z} \left(z_p, t - \frac{R}{c} \right) - \frac{\partial R}{\partial z} I \left(z_p, t - \frac{R}{c} \right) \right)$$

$$\text{or } \frac{\partial R}{\partial z} = \frac{z-z_p}{R} \quad \text{et} \quad \frac{\partial I}{\partial z} \left(z_p, t - \frac{R}{c} \right) = -\frac{z-z_p}{c R} I' \left(z_p, t - \frac{R}{c} \right)$$

I' étant la dérivée temporelle de I

$$\text{donc } dU = \frac{dz_p}{4\pi \epsilon_0 R^2} \left(\frac{z-z_p}{c} I \left(z_p, t - \frac{R}{c} \right) + \frac{z-z_p}{R} \int_0^t I \left(z_p, \tau - \frac{R}{c} \right) d\tau \right) \quad (\text{A.4.6})$$

Il faut maintenant déterminer le gradient de ce potentiel élémentaire. Comme ce dernier ne dépend pas de la coordonnée cylindrique θ , le gradient s'exprime de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \text{grad}(dU) &= \frac{\partial U}{\partial r} \vec{u}_r + \frac{\partial U}{\partial z} \vec{u}_z \\ \text{grad}(dU) &= -\frac{dz_p}{4\pi \epsilon_0} \left\{ \left[\frac{3r(z-z_p)}{c R^4} I \left(z_p, t - \frac{R}{c} \right) + \frac{r(z-z_p)}{c^2 R^3} I' \left(z_p, t - \frac{R}{c} \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{3r(z-z_p)}{R^5} \int_0^t I \left(z_p, \tau - \frac{R}{c} \right) d\tau \right] \vec{u}_r \right. \\ &\quad \left. - \left[\frac{R^2 - 3(z-z_p)^2}{c R^4} I \left(z_p, t - \frac{R}{c} \right) - \frac{(z-z_p)^2}{c^2 R^3} I' \left(z_p, t - \frac{R}{c} \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{R^2 - 3(z-z_p)^2}{R^5} \int_0^t I \left(z_p, \tau - \frac{R}{c} \right) d\tau \right] \vec{u}_z \right\} \quad (\text{A.4.7}) \end{aligned}$$

d'où l'expression du champ électrique élémentaire :

$$\begin{aligned}
 d\vec{E}_{\text{vide}} = \frac{dz_p}{4\pi\epsilon_0} & \left\{ \left[\frac{3r(z-z_p)}{cR^4} I\left(z_p, t - \frac{R}{c}\right) + \frac{r(z-z_p)}{c^2R^3} I'\left(z_p, t - \frac{R}{c}\right) \right. \right. \\
 & \left. \left. + \frac{3r(z-z_p)}{R^5} \int_0^t I\left(z_p, \tau - \frac{R}{c}\right) d\tau \right] \vec{u}_r \right. \\
 & \left. - \left[\frac{R^2 - 3(z-z_p)^2}{cR^4} I\left(z_p, t - \frac{R}{c}\right) + \frac{R^2 - (z-z_p)^2}{c^2R^3} I'\left(z_p, t - \frac{R}{c}\right) \right. \right. \\
 & \left. \left. + \frac{R^2 - 3(z-z_p)^2}{R^5} \int_0^t I\left(z_p, \tau - \frac{R}{c}\right) d\tau \right] \vec{u}_z \right\}
 \end{aligned}$$

$$\text{Or } R^2 - 3(z-z_p)^2 = r^2 + (z-z_p)^2 - 3(z-z_p)^2 = r^2 - 2(z-z_p)^2$$

Le champ électrique dans le vide, produit par un dipôle électrostatique vertical élémentaire dz_p situé à l'altitude z_p , est donné alors par l'équation A.4.8 :

$$\begin{aligned}
 d\vec{E}_{\text{vide}}(\vec{r}, t) = \frac{dz_p}{4\pi\epsilon_0} & \left\{ \left[\frac{3r(z-z_p)}{R^5} \int_0^t I\left(z_p, \tau - \frac{R}{c}\right) d\tau + \frac{3r(z-z_p)}{cR^4} I\left(z_p, t - \frac{R}{c}\right) \right. \right. \\
 & \left. \left. + \frac{r(z-z_p)}{c^2R^3} I'\left(z_p, t - \frac{R}{c}\right) \right] \vec{u}_r \right. \\
 & \left. - \left[\frac{r^2 - 2(z-z_p)^2}{R^5} \int_0^t I\left(z_p, \tau - \frac{R}{c}\right) d\tau + \frac{r^2 - 2(z-z_p)^2}{cR^4} I\left(z_p, t - \frac{R}{c}\right) \right. \right. \\
 & \left. \left. + \frac{r^2}{c^2R^3} I'\left(z_p, t - \frac{R}{c}\right) \right] \vec{u}_z \right\} \quad (\text{A.4.8})
 \end{aligned}$$

La présence du sol est à l'origine de l'existence d'un champ réfléchi et d'un champ réfracté par le sol. Comme on considère le sol infiniment conducteur, il ne subsiste que le champ réfléchi et le champ incident. La théorie des images électriques permet de déterminer le champ réfléchi comme le champ produit par la symétrie par rapport au sol de la source considérée. Dans notre cas du dipôle électrostatique élémentaire, ceci s'exprime suivant les équations A.4.9 (Cf figure A.4.3).

$$\left. \begin{aligned} d\vec{H}(r, \theta, z, t) &= d\vec{H}_{\text{vide}}(r, \theta, z, t) + d\vec{H}_{\text{vide}}(r, \theta, -z, t) \\ d\vec{E}(r, \theta, z, t) &= d\vec{E}_{\text{vide}}(r, \theta, z, t) + d\vec{E}_{\text{vide}}(r, \theta, -z, t) \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.4.9})$$

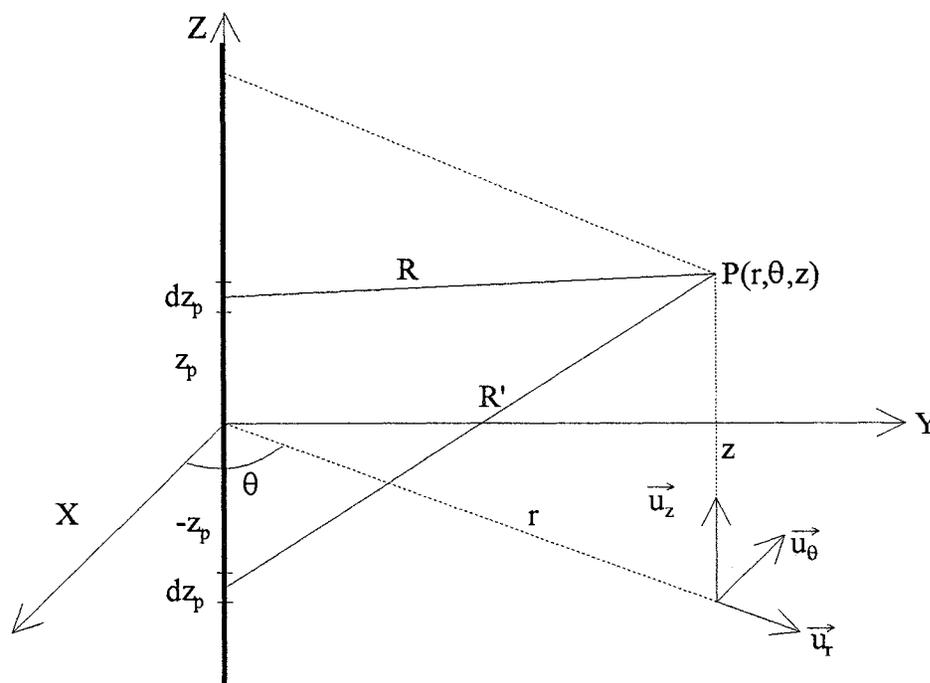


figure A.4.3

Le champ rayonné par l'ensemble du canal de foudre est alors la somme des contributions de chacun des dipôles situés entre $z=0$ et $z=H$ et de leur image électrique située entre $z = 0$ et $z = -H$. Nous avons donc (équations A.4.10, page suivante) :

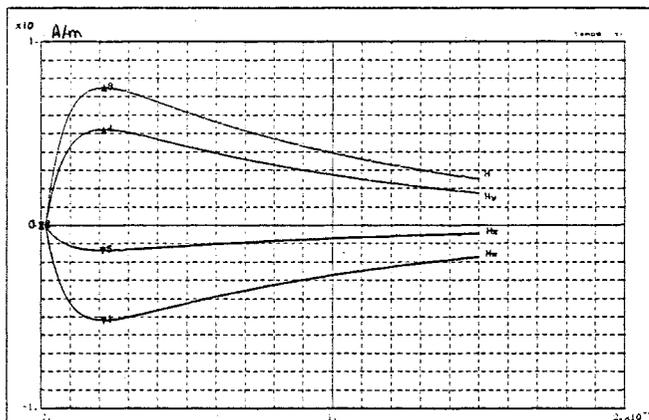
$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{\vec{u}_\theta}{4\pi} \int_{-H}^{+H} \left(\frac{r}{R^3} I\left(0, t - \frac{R}{c} - \frac{z_p}{v}\right) + \frac{r}{cR^2} I'\left(0, t - \frac{R}{c} - \frac{z_p}{v}\right) \right) dz_p$$

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}, t) = & \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \vec{u}_r \int_{-H}^{+H} \left[\frac{3r(z-z_p)}{R^5} \int_0^t I\left(0, \tau - \frac{R}{c} - \frac{z_p}{v}\right) d\tau \right. \right. \\ & + \left. \frac{3r(z-z_p)}{cR^4} I\left(0, t - \frac{R}{c} - \frac{z_p}{v}\right) + \frac{r(z-z_p)}{c^2R^3} I'\left(0, t - \frac{R}{c} - \frac{z_p}{v}\right) \right] dz_p \\ & - \vec{u}_z \int_{-H}^{+H} \left[\frac{r^2 - 2(z-z_p)^2}{R^5} \int_0^t I\left(0, \tau - \frac{R}{c} - \frac{z_p}{v}\right) d\tau \right. \\ & \left. \left. + \frac{r^2 - 2(z-z_p)^2}{cR^4} I\left(0, t - \frac{R}{c} - \frac{z_p}{v}\right) + \frac{r^2}{c^2R^3} I'\left(0, t - \frac{R}{c} - \frac{z_p}{v}\right) \right] dz_p \right\} \end{aligned}$$

(A.4.10)

Annexe V.1

Résultats obtenus avec le modèle de la loi d'Ampère



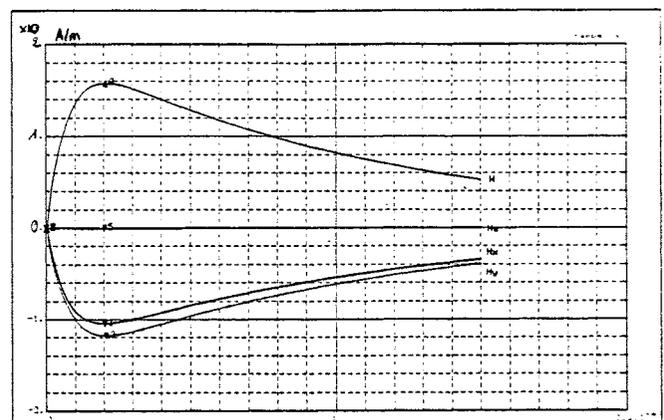
Point 1 : temps = .214E-04 (s) , champ_Hx = -5.17569 A/m
 Point 2 : temps = .420E-44 (s) , champ_Hx = 0 A/m
 Point 3 : temps = .420E-44 (s) , champ_Hy = 0 A/m
 Point 4 : temps = .214E-04 (s) , champ_Hy = 5.21454 A/m
 Point 5 : temps = .212E-04 (s) , champ_Hz = -1.33399 A/m
 Point 6 : temps = .420E-44 (s) , champ_Hz = 0 A/m
 Point 7 : temps = .420E-44 (s) , champ_H = 0 A/m
 Point 8 : temps = .214E-04 (s) , champ_H = 7.47196 A/m

$I = 30e3 (\exp(-9e3*t) - \exp(-1.514e5*t))$ canal 3

$x = y = 350 \text{ m} ; z = 10 \text{ m}$

torquosite: $r_{ij} = \sqrt{(x \cos \alpha_i - z \sin \alpha_i)^2 + y^2}$

CAO-FIGS V1.05 - - - 15/12/92 9:52:06 -



Point 1 : temps = .202E-04 (s) , champ_Hx = -10.4307 A/m
 Point 2 : temps = .420E-44 (s) , champ_Hx = 0 A/m
 Point 3 : temps = .208E-04 (s) , champ_Hy = -11.7799 A/m
 Point 4 : temps = .240E-06 (s) , champ_Hy = .033874 A/m
 Point 5 : temps = .201E-04 (s) , champ_Hz = -.030758 A/m
 Point 6 : temps = .240E-06 (s) , champ_Hz = -.968E-05 A/m
 Point 7 : temps = .420E-44 (s) , champ_H = 0 A/m
 Point 8 : temps = .205E-04 (s) , champ_H = 15.7333 A/m

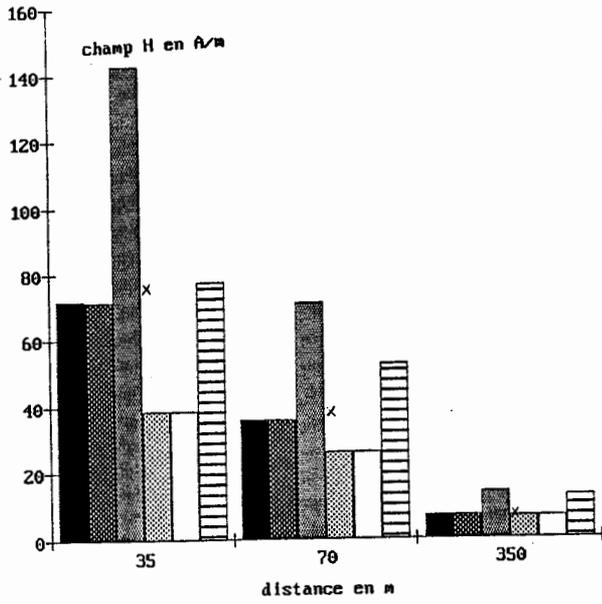
$I = 30e3 (\exp(-9e3*t) - \exp(-1.514e5*t))$ canal3

$x = y = 350 \text{ m} ; z = 10 \text{ m}$

r_{i2} , torquosite et sol, $r_{ij} = \sqrt{(x \cos \alpha_i - (z-a) \sin \alpha_i)^2 + y^2}$

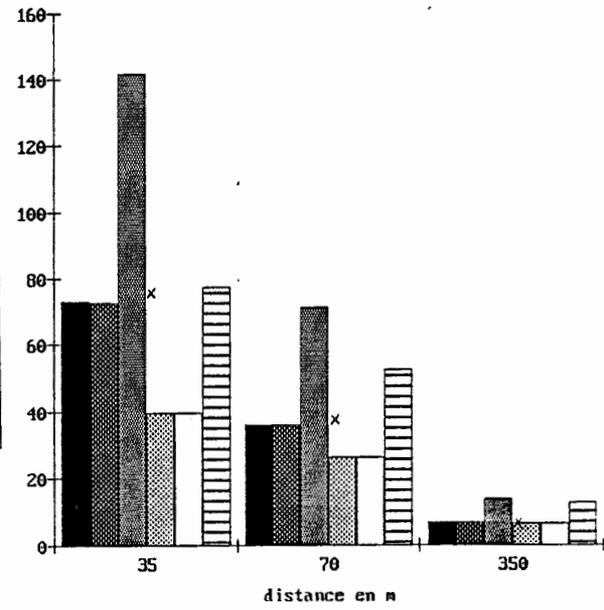
CAO-FIGS V1.05 - - - 4/12/92 9:59:22 -

H, courant 1, canal 1, z = 0



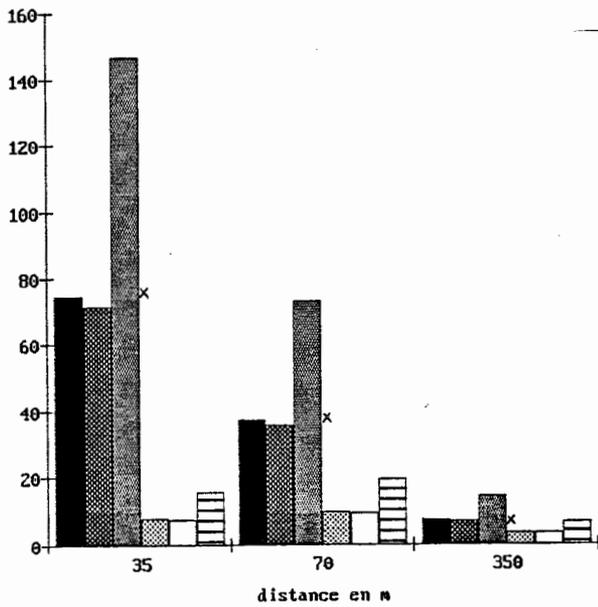
champ H en A/m

H, courant 1, canal 1, z = 10 m



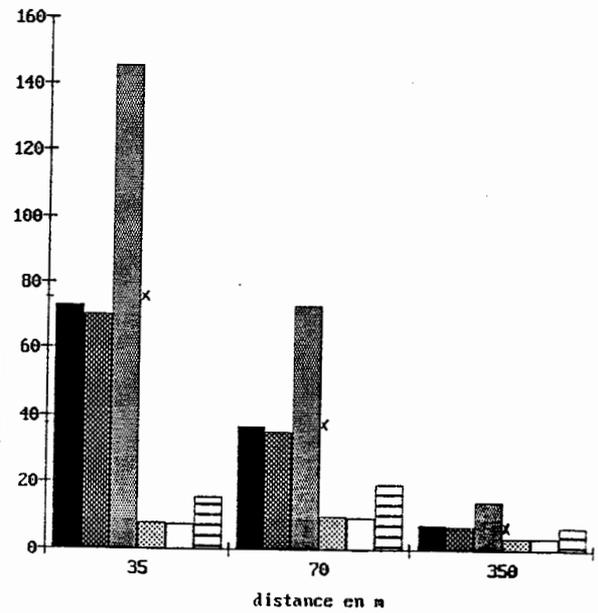
champ H en A/m

H, courant 1, canal 3, z = 0

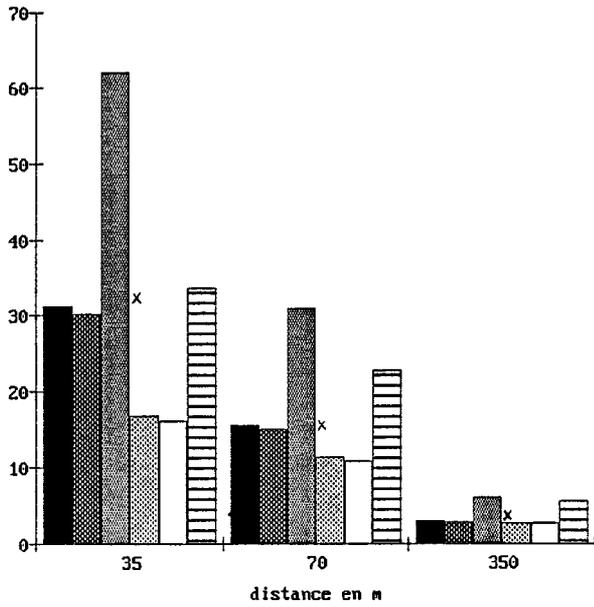


champ H en A/m

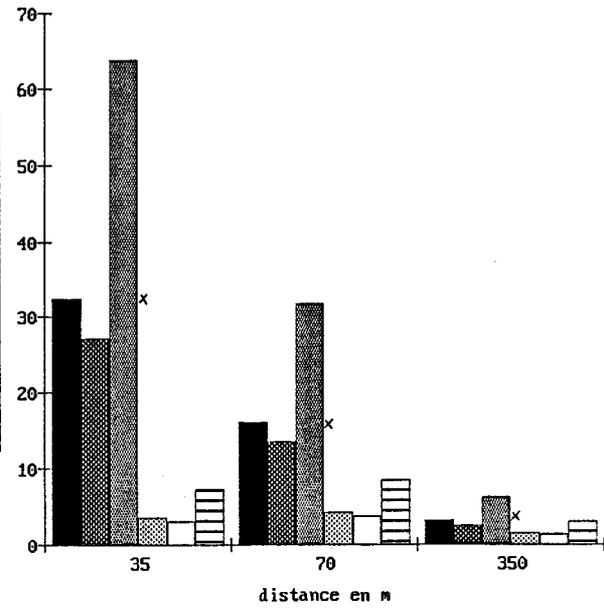
H, courant 1, canal 3, z = 10 m



champ H en A/m
H, courant 2, canal 1, z = 0

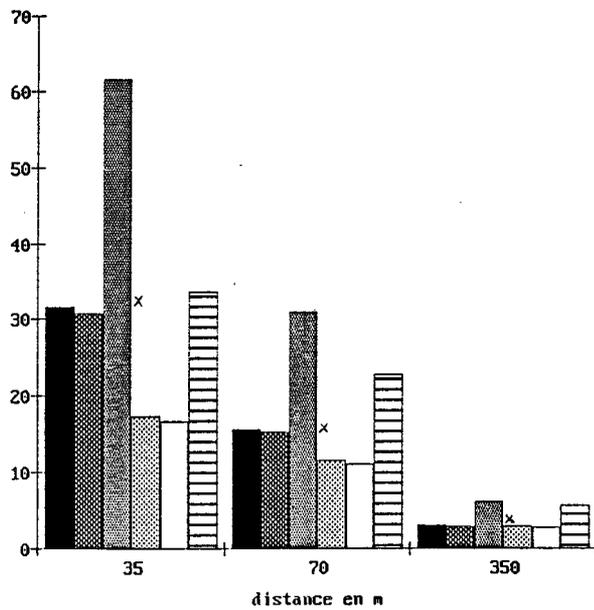


champ H en A/m
H, courant 2, canal 3, z = 0

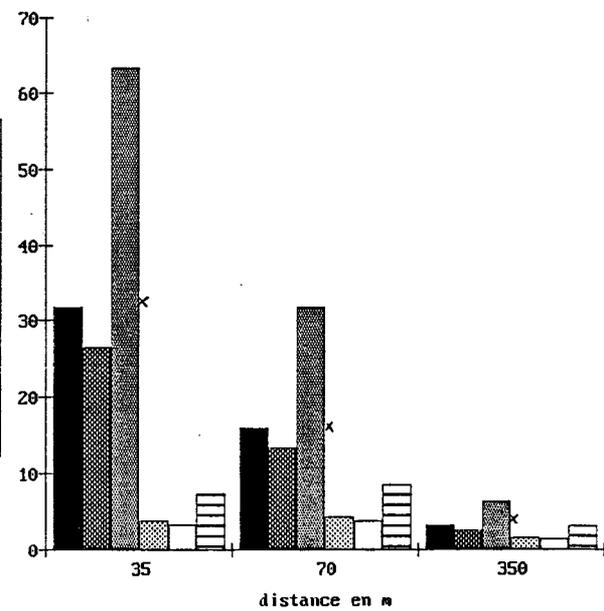


■ ri1, tortuosité
 ▨ ri1, tortuosité et propagation
 ▩ ri1, tortuosité et sol
 ▤ ri2, tortuosité
 □ ri2, tortuosité et propagation
 ▥ ri2, tortuosité et sol
 x loi d'Ampère

champ H en A/m
H, courant 2, canal 1, z = 10 m



champ H en A/m
H, courant 2, canal 3, z = 10 m



■ ri1, tortuosité
 ▨ ri1, tortuosité et propagation
 ▩ ri1, tortuosité et sol
 ▤ ri2, tortuosité
 □ ri2, tortuosité et propagation
 ▥ ri2, tortuosité et sol
 x loi d'Ampère

Annexe V.2

Résultats obtenus avec le modèle de la ligne de transmission

courant	x=y en m	z en m	E_r en kV/m	E_z en kV/m	E en kV/m	H en A/m
1	35	0	0	-75,98	75,98	75,85
		10	15,43	-74,45	76,02	75,85
	70	0	0	-37,17	37,17	37,87
		10	3,92	-36,98	37,18	37,87
	350	0	0	-6,54	6,54	7,38
		10	0,16	-6,54	6,54	7,38
2	35	0	0	29,77	29,77	-32,07
		10	-6,59	29,14	29,82	-32,07
	70	0	0	14,05	14,05	-15,63
		10	-1,64	13,98	14,06	-15,63
	350	0	0	2,24	2,24	-2,81
		10	-0,07	2,24	2,24	-2,81

tableau V.2.1 : influence de la distance au point d'impact et de l'altitude du point d'observation

vitesse en m/s	x=y en m	E_r en kV/m	E_z en kV/m	E en kV/m	H en A/m
$0,8 \cdot 10^8$	70	0	18,54	18,54	-15,38
$1 \cdot 10^8$	70	0	15,27	15,27	-15,58
$1,2 \cdot 10^8$	70	0	13,03	13,03	-15,74
$2 \cdot 10^8$	70	0	8,39	8,39	-16,14

tableau V.2.2 : influence de la vitesse de propagation de l'onde de courant (z=0, forme d'onde de courant n°2)

courant	amortissement	d en m	z en m	E_r en kV/m	E_z en kV/m	E en kV/m	H en A/m
1	$2 \cdot 10^{-3}$	50	0	0	-587,53	587,53	69,49
			10	141,87	-571,96	589,29	69,35
		500	0	0	-18,35	18,35	4,11
			10	0,71	-18,33	18,35	4,11
	$4 \cdot 10^{-3}$	50	0	0	-938,40	938,40	64,36
			10	248,82	-909,05	942,49	64,11
		500	0	0	-17,47	17,47	2,82
			10	0,79	-17,45	17,47	2,82
2	$2 \cdot 10^{-3}$	50	0	0	200,49	200,49	-29,67
			10	-48,29	195,20	201,08	-29,62
		500	0	0	6,37	6,37	-1,74
			10	-0,24	6,37	6,37	-1,71
	$4 \cdot 10^{-3}$	50	0	0	324,01	324,01	-27,64
			10	-85,73	313,91	325,41	-27,53
		500	0	0	6,10	6,10	-1,34
			10	-0,28	6,10	6,10	-1,32

tableau V.2.3 : influence de l'amortissement de l'amplitude de l'onde courant avec l'altitude

courant	d en m	z en m	E_r en kV/m	E_z en kV/m	E en kV/m	H en A/m
1	50	0	0	-32,17	32,17	32,11
		10	6,53	-31,52	32,18	32,11
	100	0	0	-15,74	15,74	16,03
		10	1,66	-15,65	15,74	16,03
	500	0	0	-2,77	2,77	3,12
		10	0,07	-2,77	2,77	3,12
2	50	0	0	-28,97	28,97	31,21
		10	6,42	-28,37	29,02	31,22
	100	0	0	-13,68	13,68	15,21
		10	1,59	-13,60	13,69	15,21
	500	0	0	-2,18	2,18	2,73
		10	0,31	-2,18	2,18	2,73
3	50	0	0	-29,55	29,55	30,84
		10	6,42	-28,93	29,59	30,85
	100	0	0	-14,12	14,12	15,03
		10	1,61	-14,05	14,13	15,03
	500	0	0	-2,35	2,35	2,64
		10	0,06	-2,35	2,35	2,64
4	50	0	0	-30,13	30,13	31,71
		10	6,49	-29,51	30,17	31,71
	100	0	0	-14,41	14,41	15,59
		10	1,63	-14,33	14,41	15,59
	500	0	0	-2,41	2,41	2,85
		10	0,06	-2,40	2,41	2,85

tableau V.2.4 : influence de la forme d'onde du courant

hauteur en m	d en m	E_r en kV/m	E_z en kV/m	E en kV/m	H en A/m
6000	50	-3,10	14,96	15,27	-15,23
	100	-0,79	7,43	7,47	-7,60
	500	-0,03	1,31	1,31	-1,48
7000	50	-3,10	14,96	15,27	-15,23
	100	-0,79	7,43	7,47	-7,60
	500	-0,03	1,31	1,31	-1,48
8000	50	-3,10	14,96	15,27	-15,23
	100	-0,79	7,43	7,47	-7,60
	500	-0,03	1,31	1,31	-1,48

tableau V.2.5 : influence de la hauteur du canal de décharge modélisée ($z=10$ m)

canal	d en m	z en m	E en kV/m	H en A/m
1	50	0	32,50	35,16
		10	32,84	35,45
	100	0	16,35	18,52
		10	16,39	18,52
	500	0	2,24	3,05
		10	2,24	2,96
3	50	0	29,39	32,31
		10	29,41	32,26
	100	0	14,32	16,48
		10	14,33	16,49
	500	0	2,55	3,39
		10	2,55	3,40

tableau V.2.6 : influence de la tortuosité du canal de décharge(courant n°2)

Annexe V.3

Résultats obtenus avec le modèle de la source de courant mobile

courant	x=y en m	z en m	E_r en kV/m	E_z en kV/m	E en kV/m	H en A/m
1	35	0	0	25,92	25,92	75,88
		10	-2,81	26,98	27,13	75,88
	70	0	0	11,77	11,77	37,91
		10	-0,62	12,06	12,07	37,91
	350	0	0	-2,16	2,16	7,39
		10	0,05	-2,16	2,16	7,39
2	35	0	0	8,57	8,57	-31,64
		10	-1,65	8,71	8,86	-31,62
	70	0	0	7,29	7,29	-15,26
		10	-1,24	7,22	7,33	-15,25
	350	0	0	1,73	1,73	-2,48
		10	-0,06	1,73	1,73	-2,48

tableau V.3.1 : influence de la distance au point d'impact et de l'altitude du point d'observation

vitesse en m/s	x=y en m	E_r en kV/m	E_z en kV/m	E en kV/m	H en A/m
$0,8 \cdot 10^8$	70	0	9,61	9,61	-14,92
$1 \cdot 10^8$	70	0	7,32	7,32	-15,17
$1,2 \cdot 10^8$	70	0	7,17	7,17	-15,33
$2 \cdot 10^8$	70	0	5,05	5,05	-15,70

tableau V.3.2 : influence de la vitesse de propagation de l'onde de courant ($z=0$, forme d'onde de courant n°2)

courant	amortissement	d en m	z en m	E_r en kV/m	E_z en kV/m	E en kV/m	H en A/m
1	$2 \cdot 10^{-3}$	50	0	0	-537,48	537,48	69,50
			10	130,19	-522,58	538,55	69,36
		500	0	0	-18,10	18,10	4,12
			10	0,69	-18,09	18,10	4,12
	$4 \cdot 10^{-3}$	50	0	0	-904,46	904,46	64,37
			10	239,51	-875,88	908,04	64,11
		500	0	0	-17,72	17,72	2,82
			10	0,80	-17,71	17,73	2,82
2	$2 \cdot 10^{-3}$	50	0	0	189,51	189,51	-29,35
			10	-46,27	184,56	190,27	-29,28
		500	0	0	6,30	6,30	-1,52
			10	-0,24	6,30	6,30	-1,52
	$4 \cdot 10^{-3}$	50	0	0	315,77	315,77	-27,36
			10	-83,96	306,01	317,32	-27,24
		500	0	0	6,17	6,17	-1,08
			10	-0,29	6,36	6,36	-1,10

tableau V.3.3 : influence de l'amortissement de l'amplitude de l'onde courant avec l'altitude

courant	d en m	z en m	E_r en kV/m	E_z en kV/m	E en kV/m	H en A/m
1	50	0	0	10,86	10,86	32,12
		10	-1,14	11,29	11,35	32,12
	100	0	0	4,98	4,98	16,05
		10	-0,26	5,10	5,11	16,05
	500	0	0	-0,92	0,92	3,13
		10	0,02	-0,92	0,92	3,13
2	50	0	0	-8,34	8,34	30,80
		10	6,42	-8,47	8,63	30,78
	100	0	0	-7,09	7,09	14,85
		10	1,20	-7,03	7,13	14,85
	500	0	0	-1,69	1,69	2,41
		10	0,06	-1,69	1,69	2,41
3	50	0	0	-8,33	8,33	31,02
		10	1,63	-8,46	8,62	31,02
	100	0	0	-7,06	7,06	15,10
		10	1,21	-7,00	7,10	15,10
	500	0	0	-1,72	1,72	2,62
		10	0,06	-1,72	1,72	2,62
4	50	0	0	9,79	9,79	32,02
		10	-1,30	10,25	10,32	32,02
	100	0	0	4,25	4,25	15,86
		10	-0,28	4,38	4,38	15,85
	500	0	0	-1,15	1,15	2,74
		10	0,03	-1,14	1,14	2,74

tableau V.3.4 : influence de la forme d'onde du courant

Annexe V.4

Comparaison entre les mesures en foudre déclenchée et les résultats de calculs numériques

Nous présentons tout d'abord les courbes enregistrées par le Laboratoire d'Applications Spéciales de la Physique du CEA/CENG lors de la campagne de foudre déclenchée qui a eu lieu durant l'été 1993 en Floride. Nous nous limitons au tir 9320 arc 1 et arc 5. Les mesures concernant les tirs 9113 et 9119 ont déjà été présentées à l'annexe II.2.

Ensuite nous présentons les courbes calculées à l'aide des modèles de la loi d'Ampère, de la ligne de transmission et de la source de courant mobile. Nous rappelons les expressions analytiques choisies pour modéliser les courants de foudre ($I=I_0 (\exp(-\alpha t)-\exp(-\beta t))$) et la localisation du point de mesure.

tir	I_0 (kA)	α	β	x (m)	y (m)
9113	-4,47	$17 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^6$	50	70
9119	-9,76	$17 \cdot 10^3$	$1,8 \cdot 10^6$	50	70
9320-1	8,56	$19 \cdot 10^3$	$1,27 \cdot 10^6$	50	0
				110	0
9320-5	12,38	$20 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^7$	50	0
				110	0

tableau V.4.1 : rappel des paramètres de la simulation

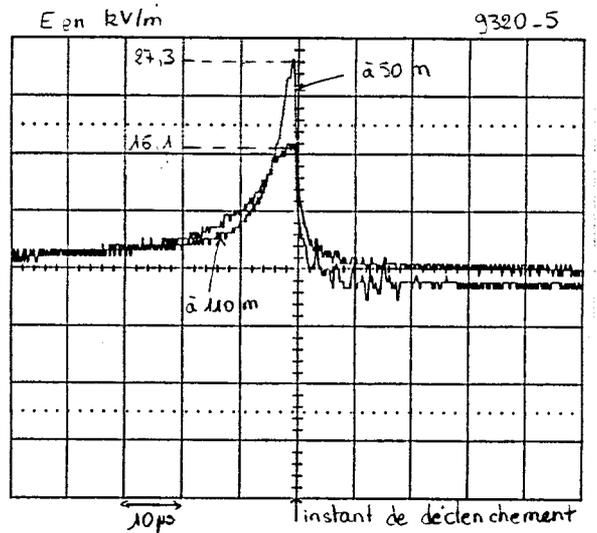
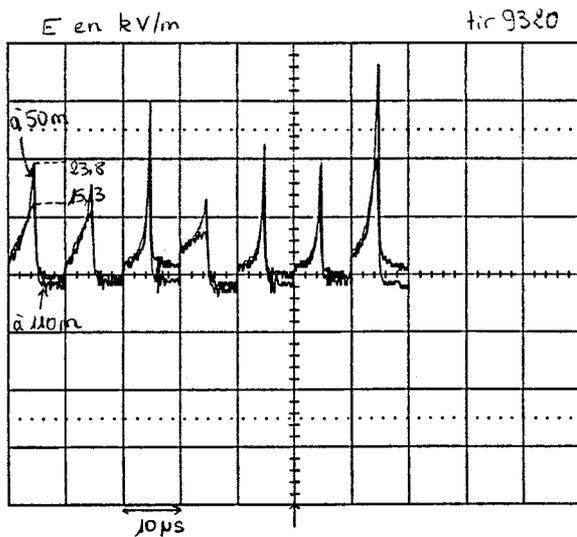
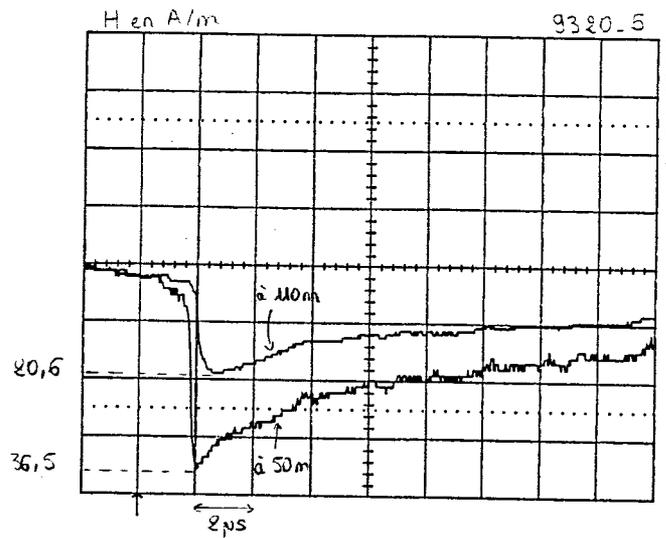
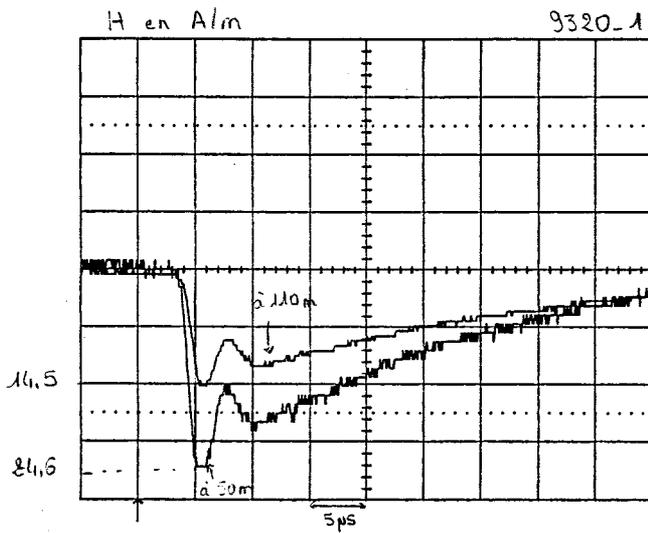
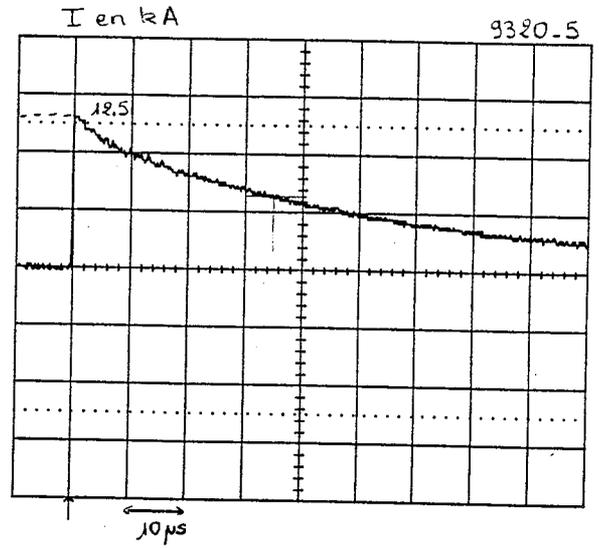
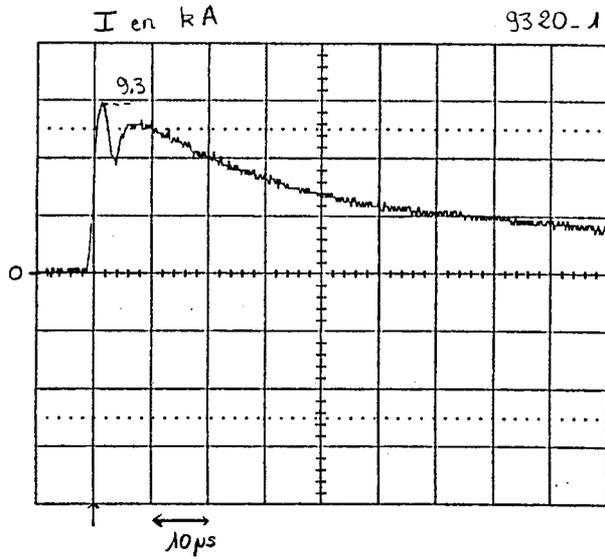
tir	Champ électrique		Champ magnétique	
	t_m (μ s)	E_{max} (kV/m)	t_m (μ s)	H_{max} (A/m)
9113	4,7	11	0,75	8
9119	5,43	18,81	0,9	22,26
9320-1 (50m)	-	23,8	1	24,6
9320-1 (110m)	-	15,3	1,1	14,5
9320-5 (50m)	-	27,3	0,6	36,5
9320-5 (110m)	-	16,1	1,32	20,6

tableau V.4.2 : caractéristiques des champs mesurés

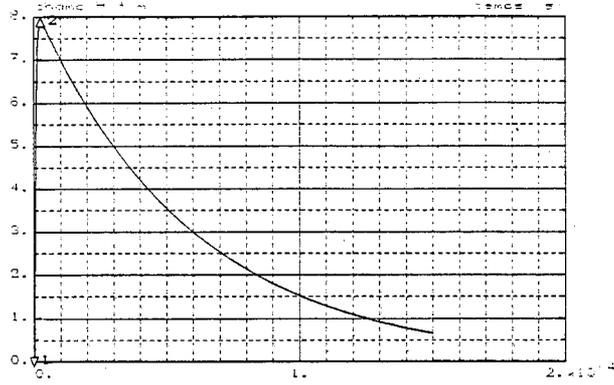
tir	ligne de transmission		source de courant mobile	
	E (kV/m)	H (A/m)	E (kV/m)	H (A/m)
9113	6,94	7,63	3,04	7,54
9119	15,13	16,61	6,33	16,46
9320-1 (50m)	23,44	24,91	6,28	24,94
9320-1 (110m)	9,95	11,08	4,18	10,93
9320-5 (50m)	34,37	37,34	17,15	36,70
9320-5 (110m)	14,53	16,54	9,80	15,86

tableau V.4.3 : résultats des calculs

Courbes enregistrées par le Laboratoire d'Applications Spéciales de la Physique du
CEA/CENG lors de la campagne de foudre déclenchée FLORIDE 1993
tir 9320 arcs 1 et 5

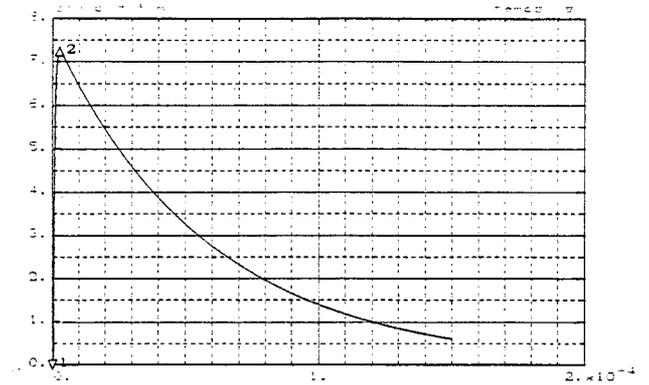


Modèle de la loi d'Ampère



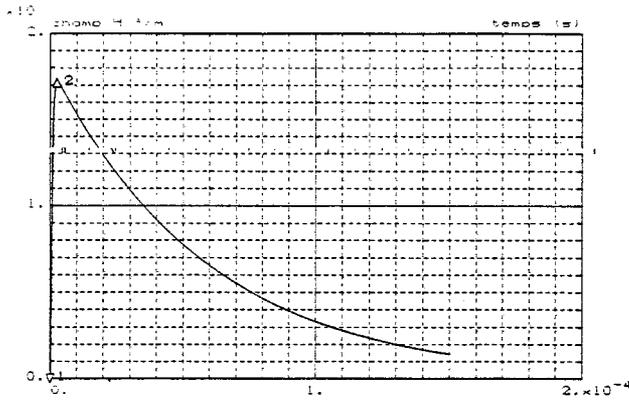
Point 1 : temps = .300E-07 (s) , champ_H = 0 A/m
 Point 2 : temps = .270E-05 (s) , champ_H = 7.87142 A/m

tir 9113 , loi d'Ampere simple



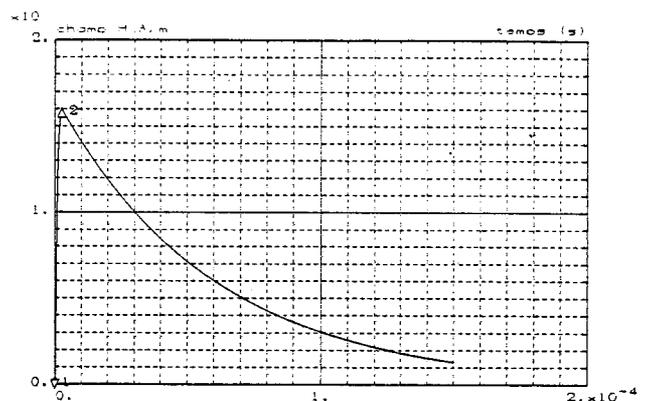
Point 1 : temps = .300E-07 (s) , champ_H = 0 A/m
 Point 2 : temps = .267E-05 (s) , champ_H = 7.2418 A/m

tir 9113 , loi d'Ampere , canal 1



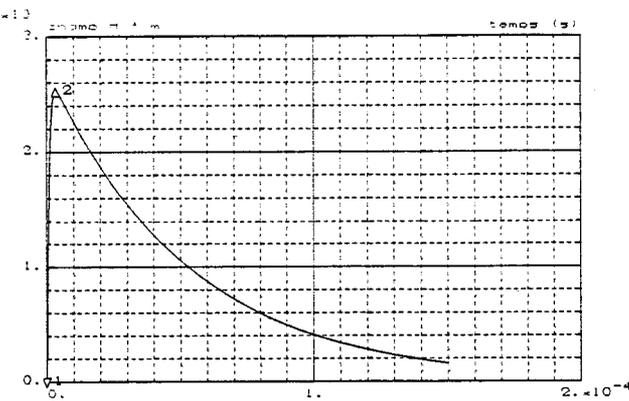
Point 1 : temps = .300E-07 (s) , champ_H = 0 A/m
 Point 2 : temps = .273E-05 (s) , champ_H = 17.1498 A/m

tir 9119 , loi d'Ampere simple



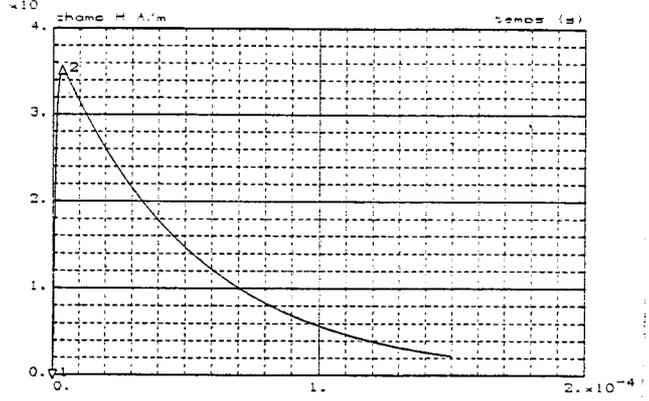
Point 1 : temps = .300E-07 (s) , champ_H = 0 A/m
 Point 2 : temps = .279E-05 (s) , champ_H = 15.778 A/m

tir 9119 , loi d'Ampere , canal 1



Point 1 : temps = .300E-07 (s) , champ_H = 0 A/m
 Point 2 : temps = .354E-05 (s) , champ_H = 25.1801 A/m

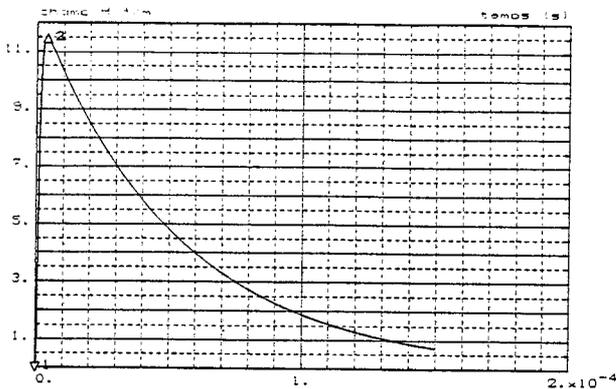
tir 9320/1 , loi d'Ampere simple , 50 m



Point 1 : temps = .300E-07 (s) , champ_H = .010768 A/m
 Point 2 : temps = .348E-05 (s) , champ_H = 35.1117 A/m

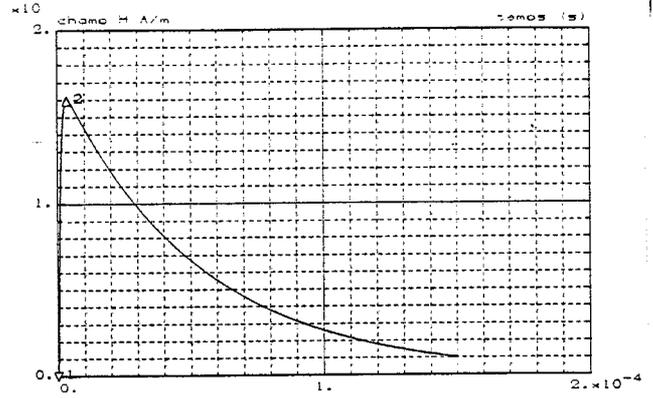
tir 9320/1 , loi d'Ampere , canal 1 , 50 m

Modèle de la loi d'Ampère



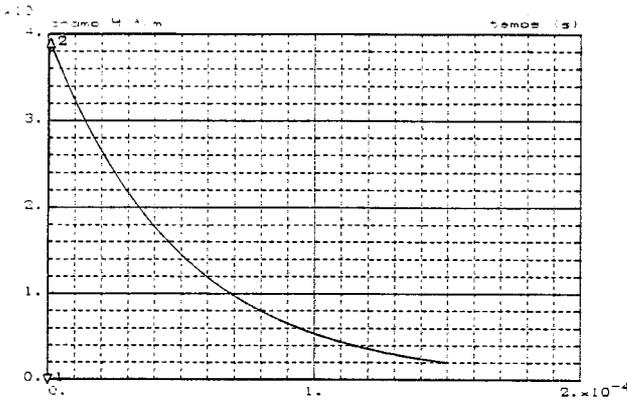
Point 1 : temps = .300E-07 (s) , champ_H = 0 A/m
 Point 2 : temps = .372E-05 (s) , champ_H = 11.4455 A/m

tir 9320/1 , loi d'Ampere simple , 110 m



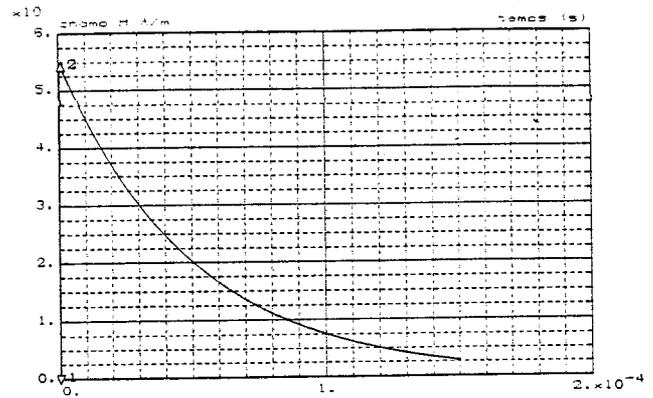
Point 1 : temps = .300E-07 (s) , champ_H = 0 A/m
 Point 2 : temps = .363E-05 (s) , champ_H = 15.9577 A/m

tir 9320/1 , loi d'Ampere , canal 1 , 110m

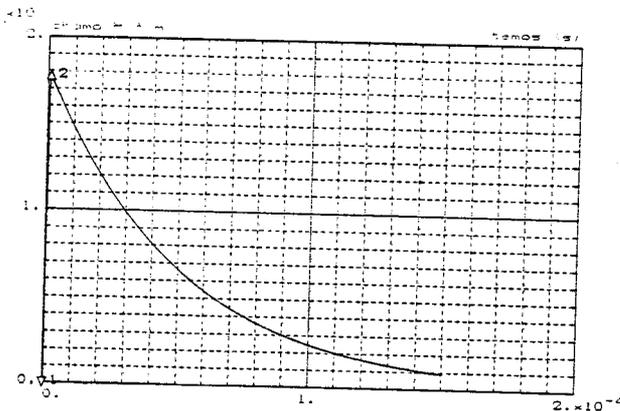


Point 1 : temps = .300E-07 (s) , champ_H = 0 A/m
 Point 2 : temps = .690E-06 (s) , champ_H = 38.9226 A/m

tir 9320/5 , loi d'Ampere simple , 50 m

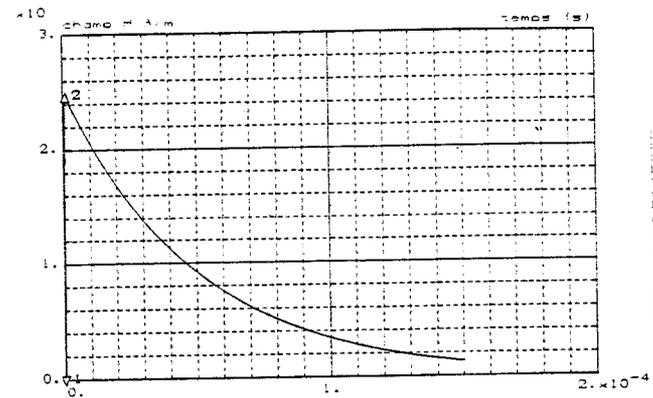


tir 9320/5 , loi d'Ampere , canal 1 , 50m



Point 1 : temps = .300E-07 (s) , champ_H = 0 A/m
 Point 2 : temps = .300E-06 (s) , champ_H = 17.6924 A/m

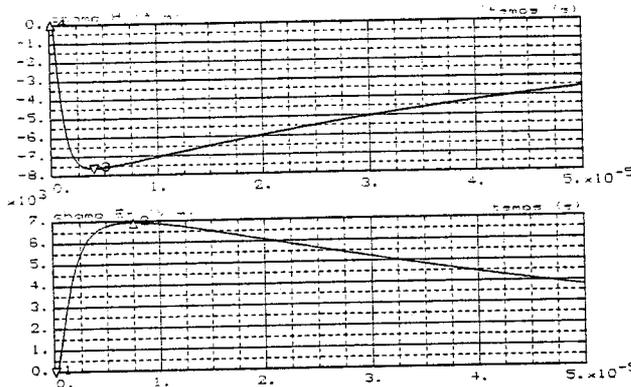
tir 9320/5 , loi d'Ampere simple , 110 m



Point 1 : temps = .300E-07 (s) , champ_H = 0 A/m
 Point 2 : temps = .840E-06 (s) , champ_H = 24.6436 A/m

tir 9320/5 , loi d'Ampere , canal 1 , 110 m

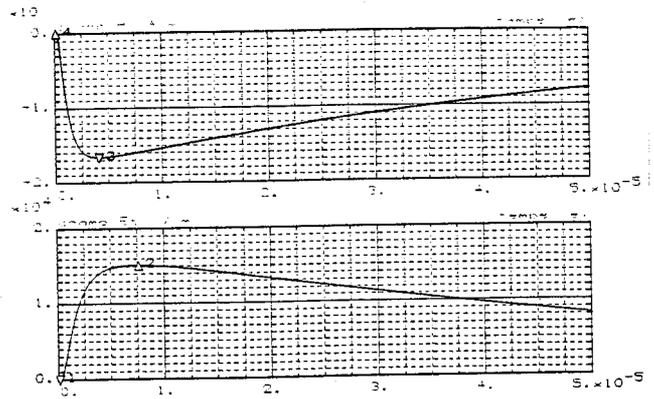
Modèle de la ligne de transmission



Point 1 : temps = .100E-06 (s) , champ_Et = 0 (V/m)
 Point 2 : temps = .750E-05 (s) , champ_Et = 6933.75 (V/m)
 Point 3 : temps = .400E-05 (s) , champ_H = -7.6255 (A/m)
 Point 4 : temps = .100E-06 (s) , champ_H = 0 (A/m)

comparaison avec les mesures en foudre déclenchée

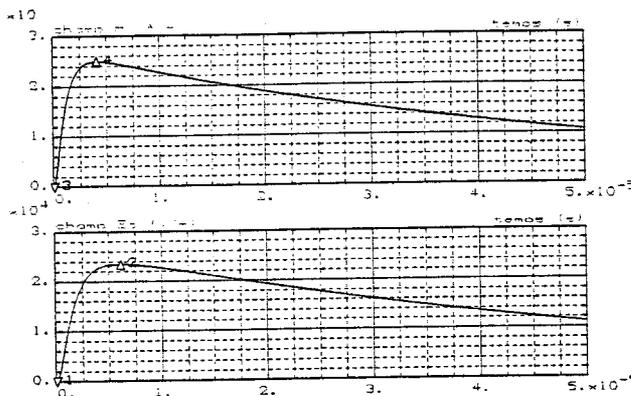
tir 9113 : $I = -4.47e3 (\exp(-17e3*t) - \exp(-2e6*t))$
 $x = 50 \text{ m} / y = 70 \text{ m} / z = 1 \text{ m}$



Point 1 : temps = .100E-06 (s) , champ_Et = 0 (V/m)
 Point 2 : temps = .760E-05 (s) , champ_Et = 15126.2 (V/m)
 Point 3 : temps = .410E-05 (s) , champ_H = -16.614 (A/m)
 Point 4 : temps = .100E-06 (s) , champ_H = 0 (A/m)

comparaison avec les mesures en foudre déclenchée

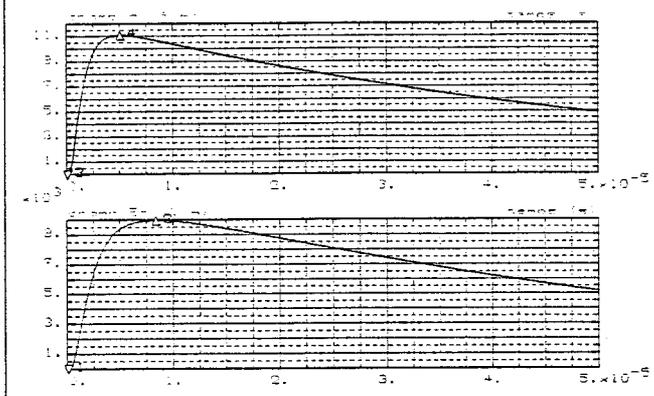
tir 9119 : $I = -9.76e3 (\exp(-17e3*t) - \exp(-1.8e6*t))$
 $x = 50 \text{ m} / y = 70 \text{ m} / z = 1 \text{ m}$



Point 1 : temps = .100E-06 (s) , champ_Et = 0 (V/m)
 Point 2 : temps = .610E-05 (s) , champ_Et = 23435.4 (V/m)
 Point 3 : temps = .100E-06 (s) , champ_H = 0 (A/m)
 Point 4 : temps = .410E-05 (s) , champ_H = 24.911 (A/m)

comparaison avec les mesures en foudre déclenchée

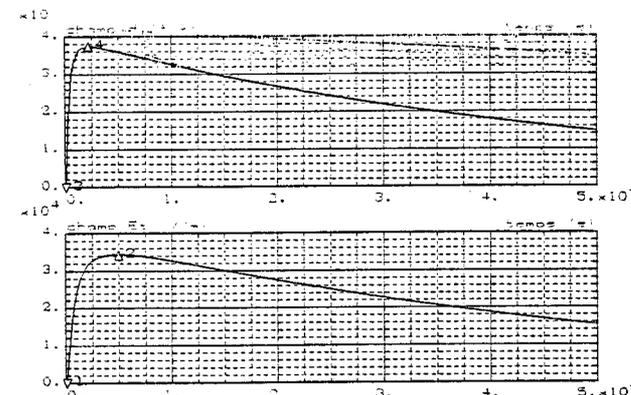
tir 9320 arc 1 : $I = 8.56e3 (\exp(-19e3*t) - \exp(-1.27e6*t))$
 $x = 50 \text{ m} / y = 0 / z = 1 \text{ m}$



Point 1 : temps = .100E-06 (s) , champ_Et = 0 (V/m)
 Point 2 : temps = .340E-05 (s) , champ_Et = 9947.39 (V/m)
 Point 3 : temps = .100E-06 (s) , champ_H = 0 (A/m)
 Point 4 : temps = .510E-05 (s) , champ_H = 11.082 (A/m)

comparaison avec les mesures en foudre déclenchée

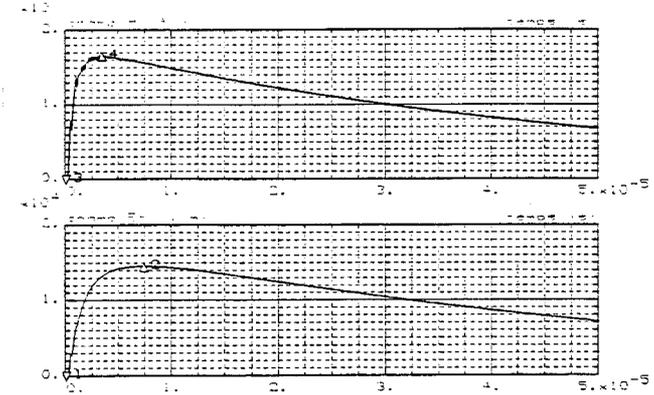
tir 9320 arc 1 : $I = 8.56e3 (\exp(-19e3*t) - \exp(-1.27e6*t))$
 $x = 110 \text{ m} / y = 0 / z = 1 \text{ m}$



Point 1 : temps = .100E-06 (s) , champ_Et = 0 (V/m)
 Point 2 : temps = .490E-05 (s) , champ_Et = 34371 (V/m)
 Point 3 : temps = .100E-06 (s) , champ_H = 0 (A/m)
 Point 4 : temps = .220E-05 (s) , champ_H = 37.339 (A/m)

comparaison avec les mesures en foudre déclenchée

tir 9320 arc 5 : $I = 12.38e3 (\exp(-20e3*t) - \exp(-1.2e7*t))$
 $x = 50 \text{ m} / y = 0 / z = 1 \text{ m}$

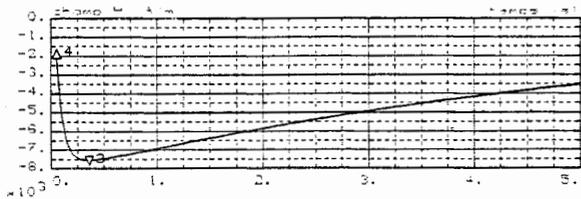


Point 1 : temps = .100E-06 (s) , champ_Et = 0 (V/m)
 Point 2 : temps = .740E-05 (s) , champ_Et = 14530.8 (V/m)
 Point 3 : temps = .100E-06 (s) , champ_H = 0 (A/m)
 Point 4 : temps = .340E-05 (s) , champ_H = 16.537 (A/m)

comparaison avec les mesures en foudre déclenchée

tir 9320 arc 5 : $I = 12.38e3 (\exp(-20e3*t) - \exp(-1.2e7*t))$
 $x = 110 \text{ m} / y = 0 / z = 1 \text{ m}$

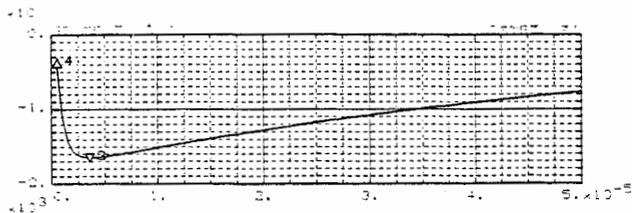
Modèle de la source de courant mobile



Point 1 : temps = .400E-05 (s) , champ_E = 138.839 (V/m)
 Point 2 : temps = .100E-05 (s) , champ_E = 3040.58 (V/m)
 Point 3 : temps = .350E-05 (s) , champ_H = -7.5442 (A/m)
 Point 4 : temps = .500E-06 (s) , champ_H = -1.8619 (A/m)

comparaison avec les mesures en foudre déclenchée

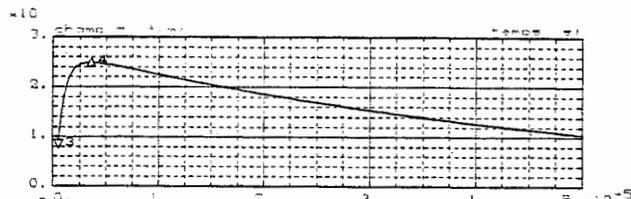
tir 9113



Point 1 : temps = .350E-05 (s) , champ_E = 338.045 (V/m)
 Point 2 : temps = .100E-05 (s) , champ_E = 6333.49 (V/m)
 Point 3 : temps = .350E-05 (s) , champ_H = -16.464 (A/m)
 Point 4 : temps = .500E-06 (s) , champ_H = -3.7907 (A/m)

comparaison avec les mesures en foudre déclenchée

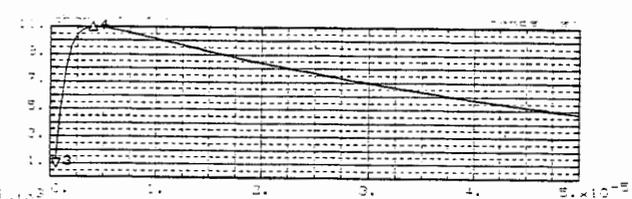
tir 9119



Point 1 : temps = .200E-05 (s) , champ_E = 117.873 (V/m)
 Point 2 : temps = .115E-04 (s) , champ_E = 6275.02 (V/m)
 Point 3 : temps = .500E-06 (s) , champ_H = 8.5046 (A/m)
 Point 4 : temps = .350E-05 (s) , champ_H = 24.942 (A/m)

comparaison avec les mesures en foudre déclenchée

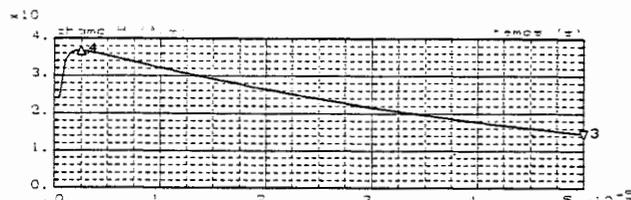
tir 9320, arc 1, a 50 m



Point 1 : temps = .450E-05 (s) , champ_E = 134.889 (V/m)
 Point 2 : temps = .150E-05 (s) , champ_E = 4179.13 (V/m)
 Point 3 : temps = .500E-06 (s) , champ_H = 1.0198 (A/m)
 Point 4 : temps = .400E-05 (s) , champ_H = 10.973 (A/m)

comparaison avec les mesures en foudre déclenchée

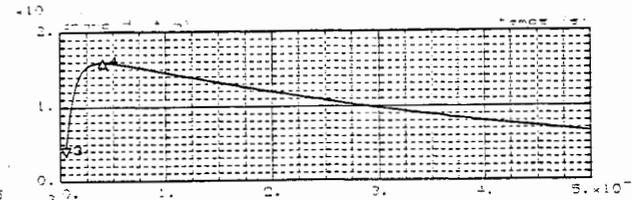
tir 9320, arc 1, a 110 m



Point 1 : temps = .300E-05 (s) , champ_E = 802.307 (V/m)
 Point 2 : temps = .500E-06 (s) , champ_E = 17150.9 (V/m)
 Point 3 : temps = .500E-04 (s) , champ_H = 14.448 (A/m)
 Point 4 : temps = .250E-05 (s) , champ_H = 36.7 (A/m)

comparaison avec les mesures en foudre déclenchée

tir 9320, arc 5, a 50 m



Point 1 : temps = .600E-05 (s) , champ_E = 155.342 (V/m)
 Point 2 : temps = .150E-05 (s) , champ_E = 9798.31 (V/m)
 Point 3 : temps = .500E-06 (s) , champ_H = 3.9849 (A/m)
 Point 4 : temps = .400E-05 (s) , champ_H = 15.857 (A/m)

comparaison avec les mesures en foudre déclenchée

tir 9320, arc 5, a 110 m