

FK8601248

CEA-R-5338

CEA-R-5338

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

E.16

**LASER A ELECTRONS LIBRES
SUR ACCELERATEUR LINEAIRE
SUPRACONDUCTEUR**

par

Yves LAPIERRE

INSTITUT DE RECHERCHE TECHNOLOGIQUE
ET DE DEVELOPPEMENT INDUSTRIEL

DIVISION D'ETUDES DE SEPARATION ISOTOPIQUE
ET DE CHIMIE PHYSIQUE

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay

Rapport CEA-R-5338

1986

SERVICE DE DOCUMENTATION

C.E.N. · SACLAY 91191 GIF-sur-YVETTE Cedex FRANCE

PLAN DE CLASSIFICATION DES RAPPORTS ET BIBLIOGRAPHIES CEA
(Classification du système international de documentation nucléaire SIDON/INIS)

A 11	Physique théorique	C 30	Utilisation des traceurs dans les sciences de la vie
A 12	Physique atomique et moléculaire	C 40	Sciences de la vie : autres études
A 13	Physique de l'état condensé	C 50	Radioprotection et environnement
A 14	Physique des plasmas et réactions thermonucléaires		
A 15	Astrophysique, cosmologie et rayonnements cosmiques	D 10	Isotopes et sources de rayonnements
A 16	Conversion directe d'énergie	D 20	Applications des isotopes et des rayonnements
A 17	Physique des basses températures		
A 20	Physique des hautes énergies	F 11	Thermodynamique et mécanique des fluides
A 30	Physique neutronique et physique nucléaire	I 12	Cryogénie
		I 13	Installations pilotes et laboratoires
B 11	Analyse chimique et isotopique	E 14	Explosions nucléaires
B 12	Chimie minérale, chimie organique et physico-chimie	E 15	Installations pour manipulation de matériaux radioactifs
B 13	Radiochimie et chimie nucléaire	E 16	Accélérateurs
B 14	Chimie sous rayonnement	E 17	Essais des matériaux
B 15	Corrosion	E 20	Réacteurs nucléaires (en général)
B 16	Traitement du combustible	E 30	Réacteurs nucléaires (types)
B 21	Métaux et alliages (production et fabrication)	E 40	Instrumentation
B 22	Métaux et alliages (structure et propriétés physiques)	E 50	Effluents et déchets radioactifs
B 23	Céramiques et cœments		
B 24	Matériaux plastiques et autres matériaux	F 10	Economie
B 25	Effets des rayonnements sur les propriétés physiques des matériaux	F 20	Législation nucléaire
B 30	Sciences de la terre	F 30	Documentation nucléaire
		F 40	Sauvegarde et contrôle
C 10	Action de l'irradiation externe en biologie	F 50	Méthodes mathématiques et codes de calcul
C 20	Action des radioisotopes et leur cinétique	F 60	Divers

Rapport CEA-R-5338

Cote-matière de ce rapport : E.16

DESCRIPTION-MATIERE (mots clefs extraits du thesaurus SIDON/INIS)

en français

LASERS A ELECTRONS LIBRES
DISPOSITIFS SUPRACONDUCTEURS
ACCELERATEURS LINEAIRES
RENDEMENT
EMITTANCE D'UN FAISCEAU
SYSTEMES RF
ETUDES DE FAISABILITE
EVALUATION DE LA TECHNOLOGIE
ACCORD DE FREQUENCES
RAYONNEMENT VISIBLE
RAYONNEMENT INFRAROUGE
DOMAINE DE PUISSANCE DE 1 A 10 KW

en anglais

FREE ELECTRONSLASERS
SUPERCONDUCTING DEVICES
LINEAR ACCELERATORS
EFFICIENCY
BEAM EMISSION
RF SYSTEMS
FEASIBILITY STUDIES
TECHNOLOGY ASSESSMENT
TUNING
VISIBLE RADIATION
INFRARED RADIATION
POWER RANGE J · 10 KW

RAPPORT CEA-R-5338 - Yves LAPIERRE

LASER A ELECTRONS LIBRES SUR ACCELERATEUR LINEAIRE SUPRACONDUCTEUR.

Sommaire - Au vu des résultats des différentes expériences de lasers à électrons libres réalisées à travers le monde, nous montrons que l'accélérateur idéal pour un tel laser devrait être un accélérateur linéaire, fournissant un faisceau continu d'énergie moyenne d'environ 50 MeV, présentant de très bonnes qualités de faisceau (dispersion en énergie, émittance). La technologie de la supraconductivité HF permet aujourd'hui d'envisager la construction d'un tel accélérateur. Nous présentons dans ce rapport les perspectives qu'offre un laser à électrons installé sur une telle machine :

- Puissance moyenne > 1 Kw,
- Rendement global supérieur à 2,5 %,
- Accord en longueur d'onde : entre 0,6 et 5 μ m.

1986

24 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

RAPPORT CEA-k-5338 - Yves LAPIERRE

-

Summary - Analysing the results of several Free Electron Laser experiments, we show that the best accelerator should be a superconducting linear accelerator: it can provide a c.w. high quality beam (energy spread and emittance). The technology of RF superconductivity provide the opportunity to build such an accelerator. In this paper, we present the foreseen results one can expect from a FEL based on such a machine :

- Average power > 1 Kw
- Total efficiency > 2,5 %
- Tunability between 0.6 and 5 μ m.

1986

24 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

- Rapport CEA-R-5338 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Institut de Recherche Technologique et de Développement Industriel
Division d'Etudes de Séparation Isotopique et de Chimie Physique
Département de Physico-Chimie
Service de Photophysique et de Photochimie
Section de Photophysique

LASER A ELECTRONS LIBRES SUR ACCELERATEUR
LINEAIRE SUPRACONDUCTEUR

par

Yves LAPIERRE

- Janvier 1986 -

LASER A ELECTRONS LIBRES SUR ACCELERATEUR
LINEAIRE SUPRACONDUCTEUR.

Y. LAPIERRE,

C.E.A./IRDI/DESICP - Département de Physico-Chimie
CEN/Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

et LURE, Bâtiment 209 C, Université de Paris-Sud
91405 Orsay Cedex.

RÉSUMÉ.

Au vu des résultats des différentes expériences de lasers à électrons libres réalisées à travers le monde, nous montrons que l'accélérateur idéal pour un tel laser devrait être un accélérateur linéaire, fournissant un faisceau continu d'énergie moyenne d'environ 50 MeV, présentant de très bonnes qualités de faisceau (dispersion en énergie, émittance). La technologie de la supraconductivité HF permet aujourd'hui d'envisager la construction d'un tel accélérateur. Nous présentons dans ce rapport les perspectives qu'offre un laser à électrons installé sur une telle machine :

- Puissance moyenne $> 1 \text{ Kw}$,
- rendement global supérieur à 2,5 %,
- accord en longueur d'onde : entre 0,6 et 5 μm .

I - INTRODUCTION.

Depuis 1977, date de la première expérience réussie de réalisation d'un Laser à Electrons Libres (L.E.L.) (1), plusieurs expériences, à travers le monde, ont démontré la faisabilité et les possibilités de ce genre de laser (2 - 5). Nous sommes arrivés à un tournant décisif dans l'histoire du L.E.L. A ce jour, il ne peut plus être question de justifier une expérience par la simple réalisation d'un nouvel oscillateur fournissant de la lumière dans le spectre visible ou infrarouge. Le laser à électrons libres doit pouvoir soutenir la comparaison avec les lasers classiques (CO_2 , Yag ou colorants...). L'une des directions possibles est la course aux courtes longueurs d'onde (inférieures à 2000 \AA). Ce n'est cependant pas la seule. Dans le domaine de longueur d'onde qui couvre le visible et le proche infrarouge, le laser à électrons libres peut être compétitif. En effet, ses qualités sont l'accordabilité et la possibilité d'obtenir des puissances élevées avec une efficacité correcte. Dans le présent rapport, nous allons essayer de démontrer qu'un laser couvrant le domaine spectral compris entre 0,5 micron et 5 microns et développant une puissance moyenne supérieure au kilowatt n'est pas une utopie.

Notre démonstration sera étayée par les résultats obtenus à ce jour tant dans le domaine du L.E.L. que dans le domaine de la physique des accélérateurs. Dans une première partie, nous résumerons les principaux résultats expérimentaux obtenus à travers le monde. Ces résultats permettront de mettre l'accent sur les qualités requises pour un accélérateur optimisé pour le L.E.L. Dans une deuxième partie, les développements récents de la technologie des accélérateurs, en particulier les remarquables progrès de la supraconductivité HF, nous guideront pour définir un accélérateur idéal, et les performances d'un laser installé sur une telle machine.

II - PERFORMANCES ACTUELLES DES L.E.L.

Nous rappelons dans le tableau I, ci-dessous, les principaux résultats obtenus à ce jour et les conditions expérimentales de leur obtention.

TABLEAU 1.

	Accélérateur	Longueur de l'onde (μm)	Courant crête / moyen (A) / (mA)	Energie (MeV)	Longueur d'onde laser (μm)	Emission (T μm.rad)	Dispersion en énergie %	Gain	Puissance moyenne ^a (W)
STANFORD (1)	Linéaire Supraconducteur	5,2	1,5/0,04	43	3,2	0,05	0,05	6 à 10	10
ORSAV (2)	Anneau de stockage	1,3 (klystron optique)	7/100	180 à 220	0,57 à 0,65	0,03	0,1	0,2	0,2 à 0,5
TBM (3)	Linéaire Supraconducteur	5,0	2,5/0,1	56	1,6	0,15	0,03	5 à 10	50
LOS ALAMOS (4)	Linéaire classique	1	50/20	10 à 20	16 à 3	1	1	20	4000
SANTA BARBARA (5)	Electrostatique	5,3	1,25/1 250	3 à 6	100 à 100	très faible	< 10 ⁻³	30	10 ⁴

^a Définie sur la durée de la macro impulsion laser.

II-a - ACCORDABILITE EN LONGUEUR D'ONDE.

Le tableau montre clairement que le même processus physique (interaction d'une onde électromagnétique et d'un faisceau d'électrons relativistes dans un champ magnétique statique sinusoïdal) a permis d'obtenir l'oscillation laser sur trois ordres de grandeur en longueur d'onde (400 μm à 0,57 μm). Certes, ces résultats n'ont pas été obtenus sur la même expérience, toutefois au moins trois d'entre elles ont pu faire varier la longueur d'onde de leur laser. A LOS ALAMOS, l'effet laser a été obtenu entre 9 microns et 35 microns en variant l'énergie des électrons entre 20 MeV et 10 MeV. A l'Université de Californie à SANTA BARBARA, l'utilisation d'un accélérateur électrostatique a permis de réussir l'oscillation entre 100 μm et 400 μm. Enfin, sur l'anneau de stockage ACO, l'effet laser a été obtenu entre 0,57 μm et 0,65 μm. Dans cette dernière expérience, il faut souligner que le changement de longueur d'onde s'effectue en quelques minutes. Ce résultat, à lui seul, montre que le

L.E.L. peut concurrencer efficacement les lasers à colorants. Une telle largeur spectrale ne peut être obtenue à puissance constante sans changer de colorant.

II-b - EFFICACITE DU L.E.L. - Puissance moyenne.

Un des atouts majeurs des L.E.L. est sans doute leur bonne efficacité. Définissons l'efficacité du laser comme étant le rapport de l'énergie lumineuse émise et de l'énergie contenue dans le faisceau d'électrons. Les résultats publiés (Cf. tableau I), rapportent une efficacité mesurée de 1 % à 1,7 %, aussi bien à LOS ALAMOS que dans l'expérience de TRW-STANFORD. Ces résultats ont été obtenus dans des expériences d'oscillations. Au cours d'une expérience préliminaire d'amplification d'un laser CO_2 extérieur, une efficacité de 4 % a été mesurée à LOS ALAMOS. Si l'on convertit cette efficacité en puissance laser, on obtient des valeurs significatives. Prenons par exemple l'expérience de LOS ALAMOS. Le faisceau d'électrons est formé d'une série d'impulsions de quelques picosecondes (environ 35 ps), transportant un courant crête de 50 ampères. Le temps entre chaque micro-impulsion est de 46 ns. L'énergie des électrons est de 21 MeV. La structure de l'impulsion de lumière reproduit la structure du courant d'électrons. Une efficacité de 1 % correspond donc à une puissance crête du laser de 10 MWatts et à une puissance moyenne sur la macro-impulsion d'environ 6 KW.

Dans l'expérience de SANTA BARBARA, qui utilise un accélérateur électrostatique, l'impulsion d'électrons est continue pendant 50 μs . Un courant de 1,25 ampère est alors transporté avec une énergie de 3 MeV. La puissance mesurée du laser pendant l'impulsion d'électrons est de 10 KW, soit une efficacité de $2.6 \cdot 10^{-3}$. (L'efficacité théorique du laser est de $3.1 \cdot 10^{-3}$). Une particularité de l'expérience de SANTA BARBARA est d'avoir démontré la possibilité de la récupération d'énergie. Après avoir traversé l'onduleur, les électrons sont décélérés et leur énergie est ainsi récupérée sous forme d'énergie électrique. 95 % de leur énergie a pu être ainsi récupérée. Cela signifie que la puissance consommée par le faisceau d'électrons passe de 3,6 MWatts à 180 KW. Le rendement du laser est alors de 5 % !

II - c - QUALITE DE FAISCEAU.

Le dernier point du tableau I que nous voulons discuter concerne les caractéristiques du faisceau d'électrons de chacune des expériences. On remarque immédiatement la différence essentielle entre l'expérience de LOS ALAMOS et les autres accélérateurs. L'accélérateur de LOS ALAMOS est caractérisé par un courant crête très important (50 Ampères), mais une dispersion en énergie et une émittance médiocre (respectivement 2 % et 4 mm.mrad à 20 MeV). De ce fait, l'onduleur de LOS ALAMOS est court (1 mètre, 37 périodes). Le très fort courant crête permet cependant d'obtenir un gain élevé. Dans les autres expériences, au contraire, le courant crête est faible (entre 1 et 7 Ampères), mais le faisceau présente très peu de dispersion en énergie et l'émittance est excellente. Un onduleur long peut être utilisé.

Dans l'expérience de STANFORD, ces très bonnes qualités de faisceau sont dues à l'utilisation d'un accélérateur linéaire supraconducteur. De plus, le cycle utile de cet accélérateur est de 5 %, c'est-à-dire 500 fois le cycle utile de LOS ALAMOS. La véritable puissance moyenne devient, dans ces conditions, significative.

III - L'ACCELERATEUR IDEAL.

En résumé de cette discussion, il ressort que l'accélérateur idéal pour le laser à électrons libres, devrait fournir un faisceau d'électrons présentant les caractéristiques suivantes :

- cycle utile égal à 1, ou proche de 1,
- très bonne émittance et très bonne dispersion en énergie,
- possibilité de récupération de l'énergie des électrons après passage dans l'onduleur,
- bon rendement d'accélération (puissance faisceau comparée à la puissance nécessaire à l'accélération).

Nous allons montrer dans la suite de cet exposé que la technologie de la supraconductivité HF répond à ces objectifs.

III - a - ETAT DE L'ART EN SUPRACONDUCTIVITE HF.

La supraconductivité est une notion bien connue et parfaitement maîtrisée dans le domaine des courants continus. Un conducteur comme le Niobium ou le plomb, porté à basse température (typiquement la température de l'hélium liquide : 4,2 K) voit sa résistance électrique s'annuler. Dans le domaine des hautes fréquences, un phénomène identique se produit. La résistance électrique HF d'un conducteur supraconducteur ne s'annule pas, comme pour les courants continus, mais décroît d'un facteur 10^5 à 10^6 . De ce fait, il est possible de construire des cavités HF supraconductrices offrant des facteurs de surtension Q de l'ordre de 10^9 (une cavité normale a un Q de l'ordre de 10^4).

Dans un accélérateur de particules, le champ électrique HF qui accélère les particules est produit dans une cavité résonnante, ce qui permet d'atteindre des champs électriques très élevés. Les gradients accélérateurs usuels dans les accélérateurs classiques sont de l'ordre de 10 à 15 Mv/m. Des développements récents permettant même d'atteindre 20 MV/m et plus (6). Cependant, dans le cas d'un accélérateur fonctionnant en continu, les gradients accélérateurs sont limités à 2 ou 3 MV/m (7). Ceci est dû aux énormes pertes d'énergie par effet Joule dans les cavités.

Pour fixer les ordres de grandeur, prenons le projet LEP du CERN (8). Le but ultime du projet est de réaliser un anneau de collisions électron-positron de 100 GeV. Sur cette machine de 27 kilomètres de circonférence, les pertes par rayonnement synchrotron, pour l'énergie maximum, sont de 25 MWatts ! L'utilisation de cavités classiques en cuivre nécessaires pour maintenir l'énergie du faisceau conduirait à une puissance globale dissipée de 175 MWatts : 85 % de la puissance HF délivrée par les klystrons sert à chauffer les cavités. En tenant compte du rendement des klystrons, une puissance réseau de 300 MWatts est nécessaire. L'emploi de cavités en Niobium refroidies à la température de l'hélium liquide (4,2 K)

permet de diminuer de plusieurs ordres de grandeur les pertes ohmiques dans les cavités. A l'heure actuelle, les physiciens du CERN évaluent à environ 40 W par mètre de structure accélératrice la puissance dissipée dans les cavités pour un gradient accélérateur de 5 MV/m. Pour compenser les 4 GeV perdus par rayonnement synchrotron, il faut évacuer 40 KW à 4,2 K. En prenant un rendement de cryogénie de $2 \cdot 10^{-3}$, la puissance électrique totale au réseau s'élève à 60 MWatts (20 MWatts de cryogénie, 40 MWatts de HF). Une économie d'un facteur 5 est réalisée sur la consommation en énergie de l'anneau !

Plusieurs laboratoires européens se sont lancés dans l'aventure de la supraconductivité HF (9), le CERN à GENEVE (projet LEP), DESY à HAMBOURG avec le projet HERA (collisionneur électron-proton), l'Université de WUPPERTAL (R.F.A.) avec la construction d'un accélérateur linéaire à électrons pour la physique nucléaire, le Département de Physique Nucléaire du C.E.A. avec la construction d'un post-accélérateur à ions lourds. Il faut également mentionner les études menées aux Etats-Unis (CORNELL, SLAC...) et au Japon (projet KEK). Le tableau II, ci-dessous, résume les résultats obtenus pour les machines à électrons.

TABLEAU II

LABORATORY	CERN			KEK	DESY	CORNELL	DARMSTADT/WUPPERTAL	
ACCELERATOR	LEP			TRISTAN	PETRA/HERA	CESR	100 MEV RESOLUTION	
MATERIAL	Nb	Nb	Nb sur Cu	Nb	Nb	Nb	Nb	Nb, Sn
FREQUENCE en MHz	350	500	500	500	1000	1500	1000	2000
OPERATING TEMPERATURE	4,2 K	4,2 K	4,2 K	4,2 K	4,2 K	1,8 K	1,8 K	4,2 K
SINGLE CELL CAVITIES								
E_1 (MV/m)	10,3	10,3	10,3	7,5	5,5	22,3	19,7	7,0
$\dot{V} \cdot E_1$ (C.A. Regime)	$1,3 \cdot 10^3$	$2,7 \cdot 10^3$	$3,4 \cdot 10^3$	$3,6 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^3$	$2,5 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^3$
MULTI CELL RESULTS								
E_1 (MV/m)	5-CELLS 5,3	3-CELLS 5,3	-	3-CELLS 5,3	3-CELLS 5,5	3-CELLS 15,3	5/20 CELLS 5,7/4,4	3-CELLS 4
$\dot{V} \cdot E_1$ (C.A. Regime)	$1,4 \cdot 10^3$	$3,7 \cdot 10^3$	-	$3,6 \cdot 10^3$	$3,8 \cdot 10^3$	$2,3 \cdot 10^3$	$4,5 \cdot 10^3$	$4,3 \cdot 10^3$

La convergence assez remarquable des résultats obtenus dans les différents laboratoires permet d'être extrêmement confiant dans les possibilités de la supraconductivité HF. Les points importants à noter sont les suivants :

- un champ accélérateur de 5 à 6 MV/m est obtenu avec plusieurs cavités couplées, en régime continu;
- les fréquences utilisées s'étalent entre 350 MHz et 3 GHz.

Rappelons également les résultats positifs obtenus lors de l'expérimentation de ces cavités sur les anneaux PETRA à HAMBOURG (10), CESR à CORNELL (11) et TRISTAN à KEK (12).

III - b - UN ACCELERATEUR POUR LE L.E.L.

Les résultats énoncés plus haut permettent d'envisager un projet de L.E.L. sur accélérateur linéaire supraconducteur. La fréquence de l'accélérateur peut être choisie entre 500 MHz et 1 GHz. Pourquoi choisir une fréquence aussi faible, les accélérateurs linéaires classiques fonctionnant généralement à 1,3 GHz ou 3 GHz ? Tout d'abord, une fréquence de 500 MHz permettrait d'utiliser immédiatement les développements du CERN ou de DESY. D'autre part, l'emploi d'une fréquence basse permet d'avoir un paquet d'électrons long et la largeur spectrale du laser est limitée en dernier recours par la largeur temporelle de l'impulsion de lumière qui reproduit la longueur de l'impulsion d'électrons. Afin de conserver une bonne définition en énergie, l'extension en phase du paquet d'électrons dans l'onde HF ne doit pas être supérieure à quelques degrés ($\sim 3^\circ$). La solution consiste donc à travailler à basse fréquence, la limite inférieure étant fixée par des contraintes d'encombrement.

Un champ accélérateur de 5 MV/m est, à l'heure actuelle, un choix prudent qui ne nécessite pas d'amélioration technologique. Avec ce gradient d'accélération, la puissance HF dissipée dans les structures est évaluée à 40 W/m (conditions CERN). Des sources de puissance continues sont disponibles commercialement et peuvent fournir jusqu'à 1 MWatt par tube. Nous prendrons cette valeur comme borne supérieure de la puissance

contenue dans le faisceau d'électrons. Pour une énergie de 50 MeV, ceci correspond à un courant moyen de 20 milliampères.

Une première évaluation du rendement d'un laser peut être faite. Soit η l'efficacité du laser définie précédemment (énergie lumineuse/énergie faisceau) P_b la puissance du faisceau d'électrons. La puissance laser est alors :

$$P_L = \eta P_b \quad (1)$$

Nous supposons qu'il est possible de récupérer une fraction η_R de l'énergie des électrons après passage dans l'onduleur.

La puissance HF nécessaire est alors :

$$P_e = (1 - \eta_R(1 - \eta)) P_b \quad (2)$$

Compte tenu du rendement des klystrons η_K , la puissance réseau nécessaire à l'accélération est évaluée à :

$$P_{acc} = \frac{P_e}{\eta_K} + \frac{P_{HF}}{\eta_K} \quad (3)$$

avec P_{HF} la puissance dissipée dans les structures en l'absence de faisceau. Compte tenu d'un rendement de cryogénie η_c , la puissance totale consommée s'exprime par :

$$P_{TOT} = P_{acc} + P_{HF}/\eta_c \quad (4)$$

Le rendement du laser s'obtient alors comme :

$$\eta_L = \frac{\eta P_b}{P_{acc} + P_{HF}/\eta_c} \quad (5)$$

Les figures 1-a et 1-b représentent deux évaluations du rendement η_L , soit en fonction de la puissance faisceau P_b , pour une récupération d'énergie donnée ($\eta_R = 0.9$), soit en fonction du rendement de récupération

η_R pour un faisceau de 1 MWatt. Les autres paramètres sont fixés :

$P_{HF} = 400$ W (faisceau de 50 MeV avec un gradient de 5 MV/m et des pertes de 40 W/m),

$$n_c = 2 \cdot 10^{-3}$$

$$\eta_k = 0,6$$

$$\eta = 10^{-2} \text{ (valeur réaliste déjà obtenue à LOS ALAMOS ou TRW).}$$

Un rendement de 2,5 % ne semble pas exclu (à forte puissance de faisceau). Qui plus est, en supposant une extraction η de 4 % (valeur obtenue à LOS ALAMOS dans une expérience d'amplification), le rendement global monte à 10 %.

Notons que la récupération d'énergie, qui est l'un des points cruciaux pour l'obtention d'un bon rendement, peut s'obtenir en faisant recirculer le faisceau d'électrons dans les cavités accélératrices. Un contrôle judicieux des phases permet alors d'extraire l'énergie des électrons au lieu de les accélérer. C'est en quelque sorte le schéma inverse du recyclotron de STANFORD ou de DARMSTADT (13, 14). La recirculation du faisceau pour doubler son énergie a d'ailleurs été testée avec succès à STANFORD.

IV - PARAMETRES DU LASER.

Nous n'avons pas discuté jusqu'à présent les caractéristiques du L.E.L. en terme de gain, de longueur d'onde. Ces deux paramètres sont fondamentaux pour déterminer l'énergie de l'accélérateur, le courant crête souhaitable ainsi que les contraintes en émittance et dispersion en énergie du faisceau d'électrons.

Trois paramètres principaux serviront dans cette discussion : la longueur d'onde du laser, λ , la force de l'onduleur K, et l'énergie des électrons E_0 .

IV - a - CHOIX DE L'ENERGIE.

Le choix de l'énergie des électrons dépend très fortement de la longueur d'onde du laser et des contraintes technologiques de l'onduleur. Nous allons fixer a priori la longueur d'onde du laser à 0,8 micron, limite entre le visible et l'infrarouge.

La période de l'onduleur λ_0 , et sa force $K (= 93,4 B_0 \lambda_0)$ où B_0 est le champ magnétique crête sur l'axe de l'onduleur) sont reliées à la longueur d'onde laser par :

$$\lambda = \lambda_0 (1 + K^2/2) / 2\gamma^2 l \quad (6)$$

où γ est l'énergie des électrons (normalisée à l'énergie au repos mc^2) et l un entier impair (1, 3, ...), les électrons rayonnant sur différentes harmoniques. D'autre part, le gain du laser peut s'exprimer par :

$$G = 3.0810^{-4} \frac{I L^3}{\gamma^3 A_0 A_0} K_l f(\sigma_r, \epsilon_{x,y}, \sigma_{x,y}) \quad (7)$$

où I est le courant crête d'électrons, L la longueur de l'onduleur, K_l une fonction ne dépendant que de la force de l'onduleur et du numéro de l'harmonique l (Cf. Figure 2), f la fonction de gain (normalisée à 1) qui prend en compte la dispersion en énergie σ_r , les émittances verticale et horizontale $\epsilon_{x,y}$ ainsi que les tailles transverses du faisceau d'électrons $\sigma_{x,y}$. Enfin, A_0 est la surface moyenne du mode optique stocké dans la cavité laser. Pour un faisceau d'électrons filamentaire ($\sigma_{x,y} = 0$) d'émittance nulle, la valeur optimale de A_0 est $A_0 = \lambda L / \sqrt{12}$. Nous prendrons cette valeur dans la formule du gain.

A l'aide des relations (6) et (7), il est possible d'évaluer le gain en fonction de la force de l'onduleur pour différentes énergies des électrons.

Simultanément, on peut calculer la période de l'onduleur en fonction de K . Nous avons choisi trois énergies différentes pour les

électrons : 87 MeV, 51 MeV et 36 MeV et nous avons représenté sur la figure 3 le gain obtenu soit sur la raie fondamentale de l'onduleur ($l = 1$) pour l'énergie la plus élevée, soit sur l'harmonique 3 ($l = 3$), dans les deux autres cas. Nous avons reporté sur la même figure la période de l'onduleur obtenue par la relation (6).

La comparaison du gain obtenu à 87 MeV et 51 MeV montre clairement qu'il est plus intéressant de travailler à K élevé et sur le 3ème harmonique si K est supérieur à 1,2. (Notons au passage que le choix de 87 MeV et 51 MeV n'est pas complètement arbitraire : ces énergies ont été choisies pour que l'harmonique 3 de l'onduleur à 51 MeV corresponde au fondamental du même onduleur à 87 MeV). La période de l'onduleur est typiquement supérieure à 2 cm.

Dans le cas d'électrons de faible énergie (36 MeV), pour K fixé le gain est plus élevé. Malheureusement, la période de l'onduleur est beaucoup plus faible (inférieure à 2 cm). Dans ces conditions, une contrainte technologique importante doit être prise en compte. Il n'est pas possible de construire un onduleur de paramètre K élevé et de courte période λ_0 . Dans le cas d'un onduleur plan à aimants permanents sans fer doux, on peut exprimer la force de l'onduleur en fonction du champ rémanent des aimants, B_r , de la période λ_0 et de la distance g entre les deux mâchoires de l'onduleur (15) :

$$K = 133.1 B_r \lambda_0 \exp(-\pi g / \lambda_0) \quad (8)$$

En supposant un champ rémanent de 1 Tesla (valeur raisonnable pour des aimants industriels), la figure 4 donne la valeur de l'entrefer g déduite de la relation (8) en fonction de K , la période λ_0 étant celle trouvée précédemment pour le laser à 0,8 μm . Il n'est pas raisonnable de considérer un entrefer inférieur à 8 mm ou 1 cm. Cette contrainte limite la valeur de K à 0,5 pour un faisceau de 36 MeV et à $K = 1,2$ pour les deux autres énergies. Cette limite en K exclut donc le choix de

l'énergie la plus basse. Le choix entre 50 MeV et 80 MeV est plus subjectif, les gains calculés (normalisés au courant) étant équivalents. Toutefois, l'énergie basse permet, à puissance faisceau donnée, un courant plus élevé et limite la longueur de l'accélérateur.

IV - b - ACCORDABILITE DU LASER.

Le choix de l'énergie (50 MeV) étant fait, les paramètres de l'onduleur étant établis ($\lambda_0 = 2,80$ cm, $K = 1,2$), il est possible d'étudier l'accordabilité du laser soit par variation de K , soit par variation d'énergie. En fait, la variation de K présente peu d'intérêt. Du fait de la variation rapide de K_1 (Cf. Fig. 2) pour $K \leq 1$, il ne sera pas possible de beaucoup varier K en gardant un gain suffisant (de l'ordre de 10 %).

La variation en énergie semble beaucoup plus séduisante. En autorisant un gradient maximum de 6 MV/m (valeur encore réaliste), l'énergie maximum du faisceau d'électrons atteint 60 MeV. En se limitant à une énergie minimum de 35 MeV, un facteur 3 en longueur d'onde peut être couvert sur chaque harmonique. On dispose ainsi d'une accordabilité entre $0,55 \mu\text{m}$ et $5 \mu\text{m}$, le gain minimum pour un onduleur de 4 mètres restant : $G = 0,17$ par ampère (figure 5).

IV - c - EMITTANCE - DISPERSION EN ENERGIE.

Les évaluations précédentes du gain supposent un faisceau filamentaire sans dispersion en énergie. Malheureusement, un tel faisceau n'existe pas. Il est donc important de fixer une borne supérieure à la dispersion en énergie et à l'émission pour éviter une dégradation trop importante du gain. Celle-ci sera d'autant plus importante que l'on travaille sur un harmonique élevé de l'émission de l'onduleur.

Une estimation correcte de la dispersion en énergie conduisant à une réduction d'un facteur 2 sur le gain est donnée par :

$\frac{\sigma_Y}{Y} = 0,15/(Nl)$ où N est le nombre de périodes de l'onduleur et l le numéro de l'harmonique. Dans notre cas, N = 145 et l = 3, soit :

$$\frac{\sigma_Y}{Y} \leq 3 \cdot 10^{-4}$$

Cette valeur est celle qui a été mesurée sur l'accélérateur supraconducteur de STANFORD (11, 13).

L'effet de l'émission peut s'évaluer numériquement en calculant la fonction f qui apparaît dans la formule de gain (7).

Dans cette évaluation, nous ne tenons pas compte de la dépendance transverse du mode optique. Cette approximation est valide si le faisceau d'électrons possède des dimensions transverses inférieures aux dimensions du mode optique. Sur la figure 6, nous avons reporté la variation de f en fonction de l'émission pour différentes tailles de faisceau d'électrons (l'émission est définie comme le produit de la taille σ_x par la divergence angulaire du faisceau $\sigma'_x = 4 \pi \sigma_x \sigma'_x$). Le faisceau est supposé rond à l'entrée dans l'onduleur. Si la taille du faisceau d'électrons reste inférieure à 0,3 mm et son émission inférieure à 0,1 π mm.mrad, le gain n'est divisé que par un facteur 2,5.

Encore une fois, la valeur d'émission mesurée sur l'accélérateur linéaire de STANFORD est sensiblement la même. D'autre part, la taille de 0,3 mm est compatible avec un mode laser optimisé dont le waist à 0,5 μ m vaut 0,6 mm. Le faisceau d'électrons est bien contenu dans le mode optique.

V - CONCLUSIONS.

Dans le cours de ce rapport, nous avons essayé de dégager les points suivants :

- les expériences actuelles de laser à Electrons Libres sont limitées en puissance moyenne, soit pour des raisons technologiques (accélérateur linéaire), soit intrinsèques (anneau de stockage);
- un bon rendement de conversion de l'énergie des électrons en énergie lumineuse (entre 1 % et 4 %) a été obtenu sur accélérateur linéaire;
- la technologie de la supraconductivité HF est suffisamment développée pour permettre la construction d'un accélérateur linéaire de 50 MeV environ fonctionnant en continu.

Nous avons démontré qu'un laser sur accélérateur supraconducteur a un rendement potentiel global qui peut atteindre 10 à 20 %. Ceci repose sur la possibilité de récupération de l'énergie des électrons après passage dans l'onduleur. Ce type d'expérience a été réalisé sur accélérateur électrostatique mais jamais sur accélérateur RF. Cela semble néanmoins très possible. Le second élément d'un rendement élevé est l'efficacité d'extraction de l'énergie des électrons. Une efficacité de 1 % a été obtenue à STANFORD et LOS ALAMOS. Une efficacité de 4 % pourrait être obtenue. L'efficacité d'extraction dépendra fortement du gain du laser. Si le gain est suffisamment élevé, alors une bonne extraction est envisageable. Ceci impose donc de travailler avec des courants dans la micro-impulsion, les plus élevés possibles. Dans les calculs de gain que nous avons présenté, un courant crête de 2 à 3 ampères est souhaitable dans la mesure où la dispersion en énergie et l'émittance restent bien contrôlés et faibles. Des courants plus élevés, à courant moyen constant, pourront être recherchés.

Enfin, nous avons montré qu'un tel accélérateur a la capacité de permettre l'oscillation sur un ordre de grandeur en longueur d'onde (entre 0,6 μm et 5 μm). Cette seule perspective justifiera l'expérience.

Toutefois, il faut être conscient des problèmes à résoudre :

- la récupération d'énergie reste à démontrer,
- les limites en courant moyen et en courant crête dans un accélérateur supraconducteur sont à déterminer,
- les optiques nécessaires à un faisceau laser de puissance moyenne de l'ordre du kWatt ou plus sont à étudier (en signalant que la puissance crête peut être 3 à 4 ordres de grandeur au-dessus, soit entre 1 et 10 MWatt).

REFERENCES.

- (1) D.A.G. DEACON, L.R. ELIAS, J.M.J. MADEY et al.; Phys. Rev. Lett. 38, 892 (1977).
- (2) J.M. BILLARON, P. ELLEAUME, J.M. ORTEGA et al.; Phys. Rev. Lett. 51, 1652 (1983).
- (3) R.W. WARREN, W.E. STEIN, M.T. LYNCH et al.; in "Free Electron Lasers". Proc. of the 1984 Free Electron Laser Conf., pp 180. J.M.J. MADEY et A. RENIERI Ed.; North Holland.

Voir aussi dans les mêmes proceedings le papier de :
B.C. NEWNAM, R.W. WARREN et al. p. 187.

- (4) J.A. EDIGHOFFER, G.R. NEIL, C.E. HESS et al.; Phys. Rev. Lett. 52, 344 (1984).
- (5) L.R. ELIAS, J. HU et G. RAMIAN; in "Free Electron Lasers". Proc. of the 1984 Free Electron Laser Conf. p. 203.
Les résultats récents (accordabilité entre 100 et 400 μm) ont été reportés à la Conférence sur le L.E.L. de Septembre 1985 à Lake Tahoe (U.S.A.)
- (6) LIL Group : 1984 Linar Conf., Darmstadt.
Rapport Interne LAL/RT/84/03, Labo Accélérateur Linéaire.
- (7) G.A. LOEW; SLAC-PUB 1830 (1976).
- (8) P. BERNARD, H. LENGELER, E. PICASSO; L.E.P. Note 524 (CERN/EF/RF 85-1), 1985.
- (9) Un compte rendu détaillé des différentes expériences peut être obtenu dans : "Proc. of 2nd Workshop on RF Super-conductivity" H. LENGELER Ed. CERN, Geneve (1984).

- (10) Ph. BERNARD et al., Proc. 12th Int. Conf. High Energy Acc.; Fermilab 1983, 244 (1983).
- (11) R. SUNDELIN et al. I.E.E.E. Trans. on Nucl. Sci. NS-30, 3336 (1983).
- (12) Y. KOJIMA, dans : Proc. of 2nd Workshop on R.F. Superconductivity", H. LENGELER Ed. CERN, Genève (1984), p. 75.
- (13) C.M. LYNEIS, N.P. Mc ASHAN, R.E. RAND et al. I.E.E.E. Trans. on Nucl. Sci. NS-28, 3445 (1981)
- (14) H. HEINRICHS et al., Proc. of the Conf. on Nuclear Physics with Electromagnetic Interactions (1979), Lecture Notes in Physics, 102, p. 176.
- (15) J.M. ORTEGA et al. Nucl. Instr. and Meth., 206, 281, (1983).

LEGENDES.

Figure 1.

Evaluation du rendement du laser en fonction de la puissance faisceau Pb (1-a) et ϵ fonction du rendement de récupération d'énergie (1-b).
Autres paramètres : $P_{HF} = 400 \text{ W}$, $\eta_c = 2 \cdot 10^{-3}$, $\eta_k = 0,6$, $\eta = 10^{-2}$

Figure 2.

Variation de K_1 en fonction de K sur le fondamental ($l = 1$) ou l'harmonique 3 ($l = 3$).

Figure 3.

Variation du gain à $0,8 \mu\text{m}$ en fonction de K pour 3 énergies : 87 MeV (a); 51 MeV (b); 36 MeV (c) et périodes correspondantes de l'onduleur.

Figure 4.

Valeur de l'entrefer g en fonction de K pour un laser à $0,8 \mu\text{m}$ pour les 3 énergies 87 MeV, 51 MeV et 36 MeV.

Figure 5.

Variation du gain en fonction de l'énergie sur le fondamental et l'harmonique 3 de l'onduleur (5-a) et longueurs d'onde laser correspondantes (5-b)

Figure 6.

Influence de l'émittance et des tailles de faisceau sur la fonction de gain f .

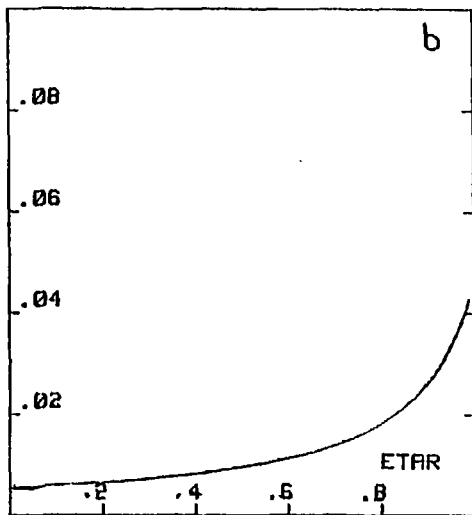
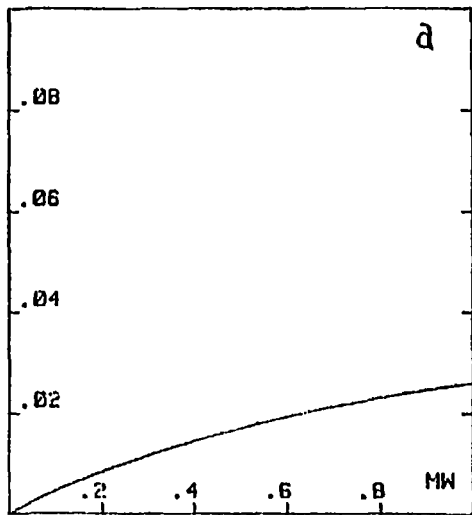


FIG. 1

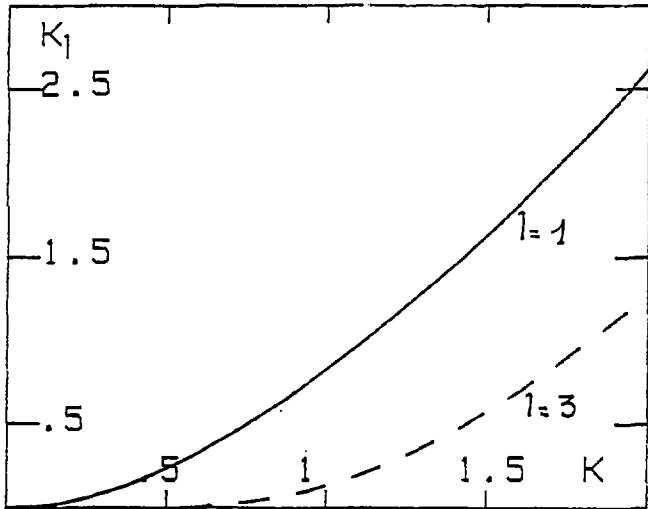


FIG. 2

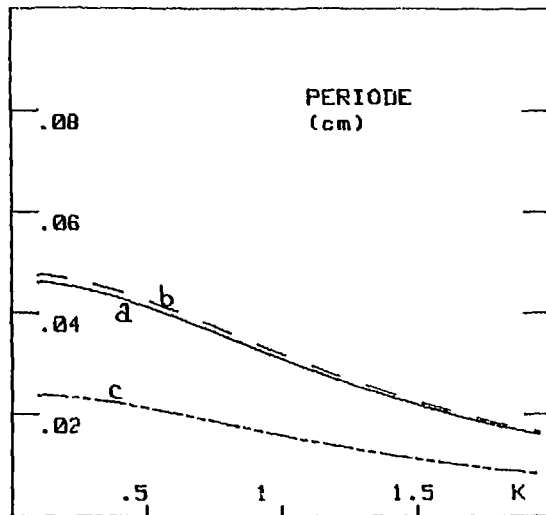
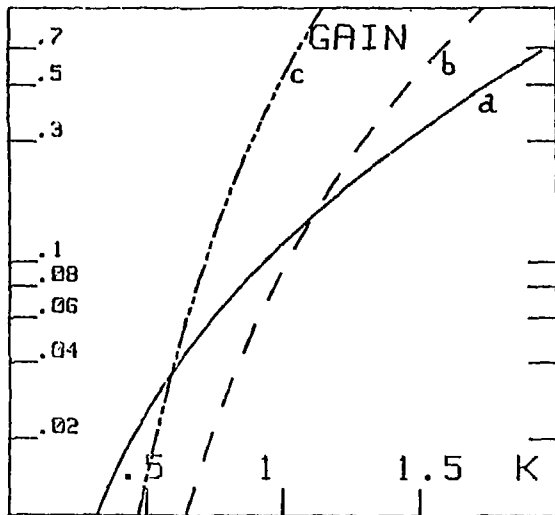


FIG. 3

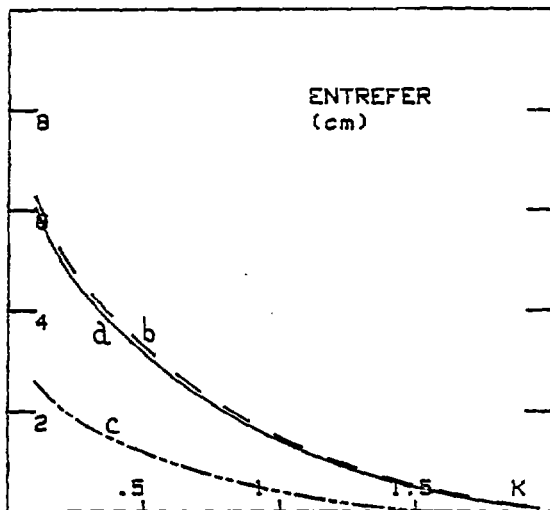


FIG. 4

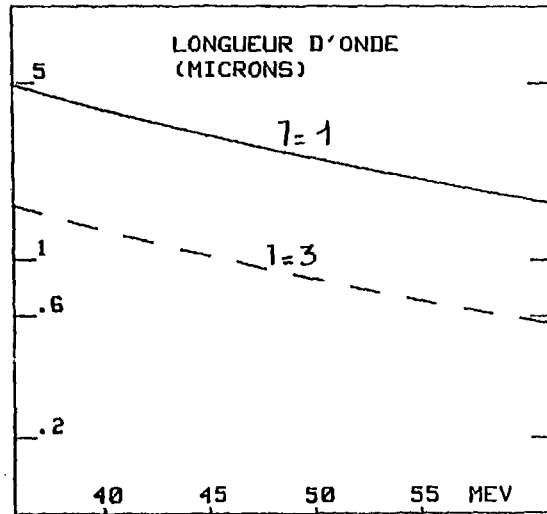
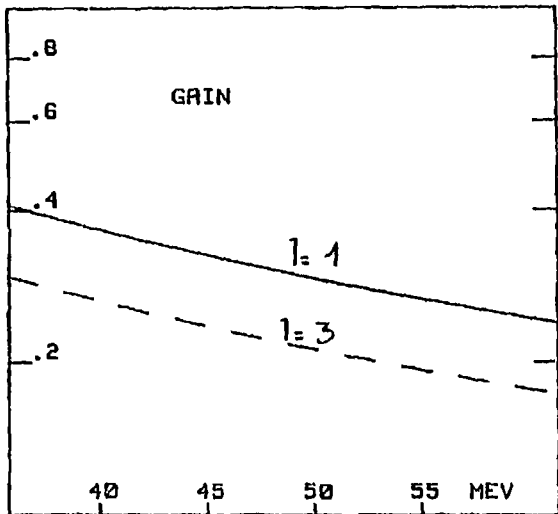


FIG. 5

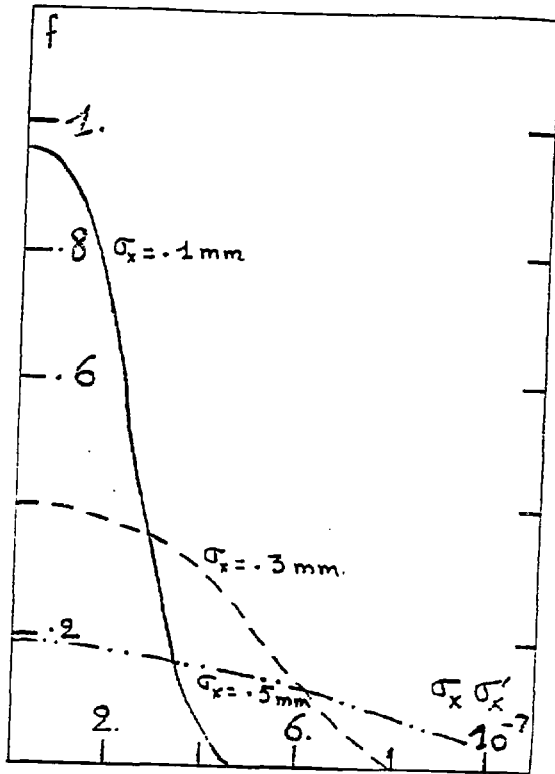


FIG. 6

Achévé d'imprimer
par
le CEA, Service de Documentation, Saclay
Janvier 1986

DEPOT LEGAL
1er trimestre 1986

ISSN 0429 - 3460

La diffusion des rapports et bibliographies du Commissariat à l'Energie Atomique est assurée par le Service de Documentation, CEN-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cédex, (France)

Reports and bibliographies of the Commissariat à l'Energie Atomique are available from the Service de Documentation, CEN-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cédex, (France)



Edité par

le Service de Documentation

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay

91191 GIF-sur-YVETTE Cédex (France)

