

自由電子レーザー

Free Electron Laser

山田 家和勝*

Kawakatsu Yamada

1. はじめに

レーザーは通常、各種の個体、液体、気体内の原子・分子を媒質とし、そのエネルギー準位間の遷移を利用して光を放出させる。このため、利用した物質に固有の狭い波長範囲の光しか発生することができない。これに対して自由電子レーザー(FEL)は、原子・分子の束縛を受けない自由な電子を直接光の放出・増幅に利用するため、本質的に広い波長可変性を有し、マイクロ波から軟X線に至る、広大なスペクトル域をカバーすることができる。また高出力・高効率を期待できるため、エネルギー、医療、固体物性、光化学、微細加工、材料創製等幅広い分野での応用が期待され、ここ数年急速に研究開発が進められつつある。

自由電子レーザーには、高エネルギー電子を発生するための電子加速器が必要であるが、一台の加速器ですべての波長域をカバーできるわけではなく、目指す波長域に応じて、いろいろなタイプの加速器が用いられる。基本的には、低エネルギー加速器は長波長、高エネルギー加速器は短波長発生に適していることはいうまでもない。最も多用されているのが、比較的高エネルギー(数MeV~200MeV)のRFリニアックで、可視~近紫外域発振を狙う計画もあるが、主に赤外域における研究に用いられている。遠赤外からマイクロ波域では、低エネルギー(≦数十MeV)ながら大電流が得られるインダクション・リニアック、CWに近い電子ビームが得られる静電加速器、簡易なパルス・パワー装置等が用いられ、インダクション・リニアックではmmの波長域において、GWレベルのパワーが観測されている¹⁾。しかしFELゲインは波長の減少と共に急激に減少し、短波長域では極端に小さくなってしまふので、レーザー発振は長波長域に比べ非常に

難しくなる。現状で可視より短い波長を狙う場合、ビームエネルギーが高く(200MeV~数GeV)、ビームの質も良好な蓄積リングが有利である。

蓄積リングを用いて、可視より短い波長域でFEL発振に成功したのは、フランスLURE(ACO, Super-ACO)^{2),3)}、CIS(旧ソ連)核物理研究所(VEPP-3)⁴⁾のみであったが、最近日本でも成功し、1991年に電総研(TERAS)^{5),6)}で、また1992年に入って分子研(UVSOR)でも発振が確認されるようになって

いる。本稿ではFELの原理について簡単に述べた後、電総研の自由電子レーザー装置を例として、蓄積リングを用いた短波長自由電子レーザーの現状と将来について概説したい。

2. 自由電子レーザーの原理

自由電子レーザーは、原子・分子に束縛されない自由電子を用いて光を発生・増幅し、コヒーレントなレーザー光を得るものである。しかし、全く外力を与えない直進する電子は、電磁波と相互作用することはできない。そこで自由電子レーザーでは、周期的なアンジュレタ等の交番磁場で電子を蛇行させる。これによって、電子は自発放出光と呼ばれるスペクトル幅の狭い準単色光を放出する。更に自発放出光を光共振器内に閉じこめ、アンジュレタを何度も通過させて、光を増幅することにより、コヒーレントで強力なレーザーを発生することができる。

2.1 自発放出光

高エネルギーに加速された電子に、その進行方向と垂直に加速度を与えると、電磁波を放出することはよく知られている。これはシンクロトロン放射(SR)と呼ばれ、一般には遠赤外からX線にいたる、非常に広い波長域の光を含む白色光である。今、アンジュレタの交番磁場を用いて電子を蛇行させると、蛇行の頂点付近から放出された光は干渉して、特定の波長の光

*電子技術総合研究所 量子放射部放射線技術研究室
主任研究官

〒305 茨城県つくば市梅園1-1-4

のみが生き残る。この波長を評価するため、電子とともに動く座標系で考えよう。この時、電子はウイグラー軸に垂直な面内で振動するが、これはアンテナに流れる振動電流と同じように、電子の振動数に対応した振動数の電磁波を放出する。この電磁波は空間全体に放出されるが、電子はほぼ光速に近い速度で走っているため、これを実験室系で観測すると、相対論的ドップラー効果によって短波長へシフトするとともに、電子の進行方向へ鋭い指向性を持つ光となる。これが自発放出光である。この時放出される光の波長は

$$\lambda_s = \lambda_0 (1 + K^2/2 + \gamma^2 \theta^2) / (2 \gamma^2) \quad (1)$$

と表される。ただしここでは平面アンジュレータを仮定し、 γ は電子の全エネルギーをその静止質量に対応するエネルギー ($m_0 c^2$) の単位で表したもので、 θ はアンジュレータの中心軸に対する電磁波の観測角度である。Kはアンジュレータの効果を表すパラメータで、アンジュレータ周期長 λ_0 、アンジュレータ磁束密度のピーク値 B_0 、電気素量 e を用いて次の様に表される。

$$K = e B_0 \lambda_0 / (2 \pi m_0 c) \quad (2)$$

2.2 光の増幅によるコヒーレント光の発生

このようにして発生した光は単一の電子から放出されたものであるから、上述のように準単色ではあるが、多数の電子から、ばらばらに放出された光の位相はランダムである。従って発生した光の位相を揃える（コヒーレントにする）ためには、光の増幅作用が必要である。光の増幅は、アンジュレータ磁場と自発放出光の磁場成分のビートによる、二次的非線形力（ポンデラモティブ力）によって、電子ビーム内にほぼ光の波長の間隔で、電子の粗密（密度変調）ができることによって起こる。これをマイクロ・バンチングと呼ぶ。図-1に電子の集団（マクロ・バンチ）内のマイクロ・バンチの発生と、電磁波放出の様子を模式的に示す。

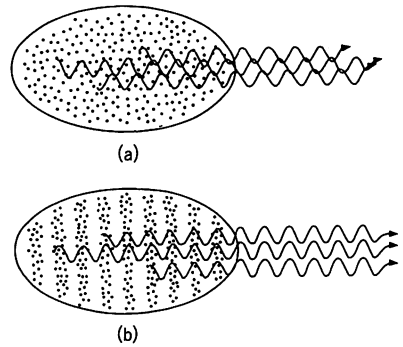


図-1 電子バンチ内のマイクロ・バンチの発生とコヒーレント電磁波の放出

同図 (a) はマイクロ・バンチングが発生する前の状態で、ランダムな位相の自発放出光が放出されるのに対し、マイクロ・バンチングが発生すると (同図 (b)), 増幅によるコヒーレントな電磁波の発生が可能となる。このように自由電子レーザーにおけるゲインは、電子のマイクロ・バンチングに対応しており、高いゲインを得るには、強いバンチングを起こせば良いことになる。

通常のアンジュレータでは、進行波管と同じようにバンチングは徐々にしか起こらないので、高いゲインを得るためには、非常に長いアンジュレータが必要になるが、特に蓄積リングを用いるときは、装置の大きさによる制限から、長いアンジュレータを用いるのは難しい。これを補うために、アンジュレータの中央に強い磁場を持つ分散部を設けた構造にすることが多い。分散部では高いエネルギーの電子は低いエネルギーの電子に比べて磁場での曲がり方が少なく、短いパスを通るため、電子の密度変調（マイクロ・バンチング）が強調される。このような構造のアンジュレータを、進行波管と対比させて、光クライストロンと呼んでおり、ゲインを数倍から十倍程度改善することができる。光

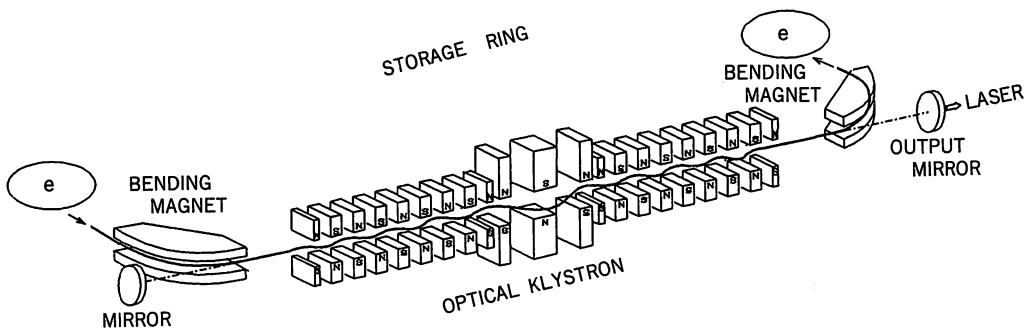


図-2 光クライストロンを用いた自由電子レーザー装置

クライストロンを用いたFEL装置の模式図を図-2に示す。光クライストロンから発生した自発放射光は、光共振器内を往復しながら増幅され、一部が出力ミラーからレーザー光として取り出される。

3. 電総研における自由電子レーザー研究

電総研では1981年より稼働している電子蓄積リングTERASを用いて、可視域自由電子レーザー発振の研究を行っている。ここでは蓄積リングTERAS、交番磁場を発生させる光クライストロン、そしてレーザー発振のために非常に重要な光共振器について説明し、最後にレーザー発振実験結果について述べる。

3.1 電子蓄積リングTERAS

図-3にTERASの平面図を示す。TERASは周長31.45m、最大エネルギー800MeVの中型リングである。リングへの電子入射は通常300MeV程度のエネルギーで行うが、自由電子レーザー実験ではこれを～230MeVまで下げて可視域発振を狙う。光クライストロンは1.8mの直線部に挿入され、その両側に長さ5.238mの光共振器が設置されている。リングの平均蓄積電流は150mA程度であるが、通常運転の場合、リング内に18個の電子バンチ(マクロ・バンチ)が回っており、ピーク電流は比較的低い。

光共振器長を考慮すると、18個のバンチのうち共振器内を往復する同一の光パルスと相互作用できるのは3バンチのみで、残りの15バンチはピーク・ゲインに寄与しないばかりでなく、紫外の自発放射光を放出してミラー損失を増加させる。このためFEL実験では2段階RF-KO法⁷⁾を用いて、バンチ数を18から3におとしている。

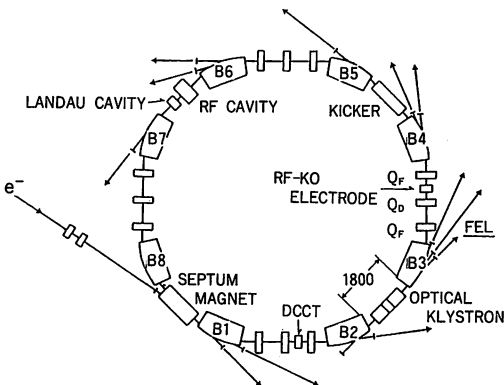


図-3 蓄積リングTERAS平面図

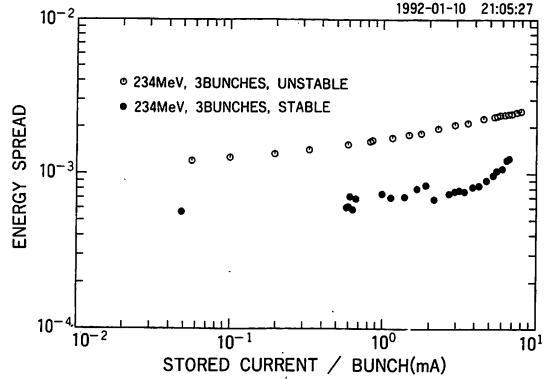


図-4 Landau加速空洞によるビーム・エネルギー広がりの抑制

レーザーゲインに影響を与える大きな要因は、電子ビームの質、特にエネルギー広がりである。エネルギー広がりが大きくなると、同一のビーム電流でも得られるレーザーゲインは極端に小さくなってしまふ。エネルギー広がり、バンチ間結合不安定性により起こるコヒーレントなシンクロトロン振動によって大きくなるため、これを抑制する必要がある。このためTERASでは図-3に示すように主加速空洞に加え、2倍高調波のLandau加速空洞⁹⁾を追加して、シンクロトロン振動の減衰を速め、エネルギー広がりを抑えている。図-4は、相対的ビームエネルギー広がりのビーム電流依存性を、Landau加速空洞を動作させない場合(●)、及び動作させた場合(○)について測定したものである。図より明らかにLandau加速空洞を動作させると、エネルギー広がりがファクター3程度改善されることがわかる。これはレーザーゲイン1桁以上の改善に相当する。

3.2 光クライストロン

前述の様に光クライストロン(Optical Klystron; OK)は、電子ビーム内に発生したマイクロ・バンチングを強調するため、通常のアングレータの中央に強磁場の分散部を設けたものである。TERAS用OKの構造を図-5に示す。磁石ブロックには、従来多用されたSmCo₅より強い磁束密度が得られ、また機械的にも強度が強いNd-B-Fe系のNEOMAX-35を用いている。アングレータ部の周期長λ₀は76mm、周期数Nは片側8、光軸上の磁束密度B₀は0.31T程度で、OKの全長は1.47mである。OKにより得られる1パス当たりのピーク・ゲインGは次式で表される⁹⁾。

$$G = 1.12 \times 10^{-13} \times \lambda_0^2 (N + N_d) N^2 \gamma^{-3} K^2 [JJ]^2 \rho \text{ of F} \quad (3)$$

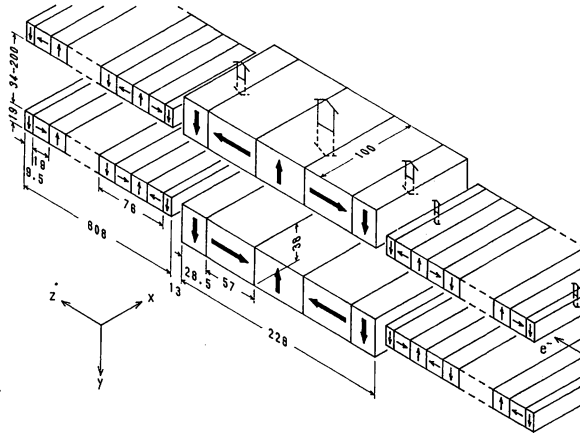


図-5 TERA用光クライストロンの模式図

ここに N_d は分散部内で電子を追い越す光の周期数,
 ρ_0 は電子密度, $[J_J] = J_1(\xi) - J_0(\xi)$; (J_1, J_0 : 1次,
 0次のベッセル関数, $\xi = K^2 / (4 + 2K^2)$),
 $f \sim \exp[-8\pi^2(N + N_d)^2(\sigma_r/\gamma)^2]$; (σ_r/σ : 電子
 ビームの相対的なエネルギー広がり), F は電子ビ
 ムと光ビームの重なるの程度を表すフィリング・フ
 ァクターである。(3)式にTERASにおける典型的な値を
 代入すると, ゲインは, バンチ当たり1 mAのビーム
 電流に対して, $2.2 \times 10^{-4} \times fF$ となる。実際のゲイン
 測定では, バンチ当たり1.6 mAのビーム電流の時, 1
 $\times 10^{-4}$ が得られており, fF によるゲイン劣化を考慮す
 ると計算値とよく一致する。(3)式によると, ビーム
 電流を増せば, 電子密度の増加に伴い, ゲインをある程
 度改善することができるが, いずれにしてもこの程度
 のゲイン・レベルでレーザー発振を実現するには, 極
 めて損失の小さい光共振器が必要であることがわかる。

3.3 光共振器

TERASの場合, 得られるレーザー・ゲインは上記
 のように通常のレーザーに比べて極めて小さい。従っ
 てレーザー発振を得るためには, 光共振器の損失をこ
 れより小さく抑える必要がある。FELでは光共振器
 は超高真空内に置かれており, 共振器損失は殆ど共振
 器ミラー自身の散乱, 吸収, 透過による損失に一致す
 る。現在入手できる最も低損失の誘電体多層膜ミラー
 を用いた場合, 共振器損失は 0.8×10^{-4} 程度に抑える
 ことができ, 原理的には上記のゲイン・レベルでもレ
 ーザー発振が可能である。しかし, 誘電体多層膜ミラー
 は, 光クライストロンからの自発放出光の高調波成分
 の照射により短時間で劣化し, 損失が増加してしま
 う⁹⁾。このため実際には, レーザー・ゲインをさらに

増加させることが重要である。

また, FELでは通常のレーザーとは異なり, 光の増
 幅は, ほぼ光速で走る電子バンチ内で起こるから, 共
 振器内を走る光が, 十分長い時間電子と相互作用し続
 けるためには, 共振器長がバンチ列間隔の1/2に正確
 に一致している必要がある。例えば共振器長が最適位
 置から $2 \mu\text{m}$ ずれたとすると, 共振器内を一往復する
 度に光は $4 \mu\text{m}$ ずつ電子バンチとずれていく。われわれ
 の装置ではゲインが小さいので, レーザー発振に至
 るためには 10^5 回程度の共振器内の往復が必要で, こ
 の間に光とバンチのずれは 0.4m にもなってしまう。
 今, 電子バンチ長は 1ns (0.3m)程度であるから, こ
 の程度のずれでもレーザー発振は難しくなってしまう
 のである。これに加えて共振器長が 5m 以上と長いた
 め, 共振器ミラーの角度調整にも高い精度が要求され
 る。このためステップモーターとピエゾ素子を有する,
 高精度超高真空ミラー・マニピュレータを開発し, 共
 振器調整 $0.2 \mu\text{m}$, ミラー角度調整 $4 \mu\text{rad}$ の精度で共
 振器調整を行っている。

3.4 レーザー発振

ビーム特性の最適化を行った後, 光共振器の微調
 (特に共振器長調整)を行うと, レーザー発振が起
 こり始める。図-6にレーザー発振前(a), 発振閾値状態
 (b), 発振中(c)の出力光スペクトルを示す。(a)は共振
 器ミラーの透過率曲線に従って歪んでいるものの, ほ
 ぼ自発放出光スペクトルに一致する。(b)では光の増
 幅に伴い中央のピークのみが立ち上がりと同時に, ピ
 ーク位置が, ゲインの高い長波長側へシフトしていく様
 子がわかる。(c)では減衰フィルターを測定器前に置
 いて光強度を弱め, 発振ピークのみが観測できるよう

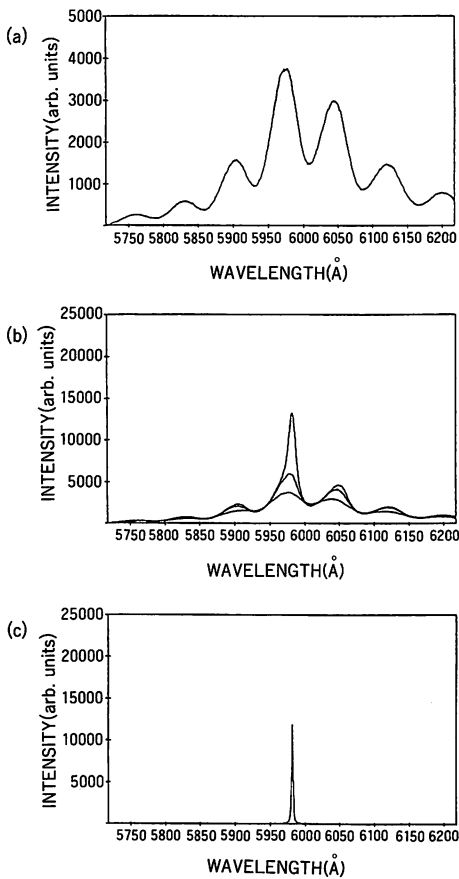


図-6 レーザー発振にともなうスペクトル変化；
(a)発振前,(b)発振域値状態,(c)発振中

にしている。この場合、発振波長は598nm、発振線幅は0.26nmと観測される。減衰フィルターの減衰率より、レーザー発振時のスペクトル輝度は、自発放光に対して 10^4 倍程度増加している。また、レーザー光のピーク・パワーは、バンチ当たりのビーム電流4mAの時、10mWであった。

図-7にレーザー光の時間波形を示す。蓄積リングFELでは、マクロな電子バンチで決まる構造(35ns間隔のパルス列)を無視すると、理想的にはCW発振が期待されるが、実際には同図(a)のようにパルス幅2~5ms程度のランダム・パルス発振となることが多い。これに対して、リングの加速空洞に供給するRF信号の周波数を周期的に変調することにより、レーザーのQスイッチング動作が可能である。図-7(b)は2.2HzでQスイッチ動作させた場合で、レーザーは変調周波数に応じた規則的発振になると同時に、ピークパワー

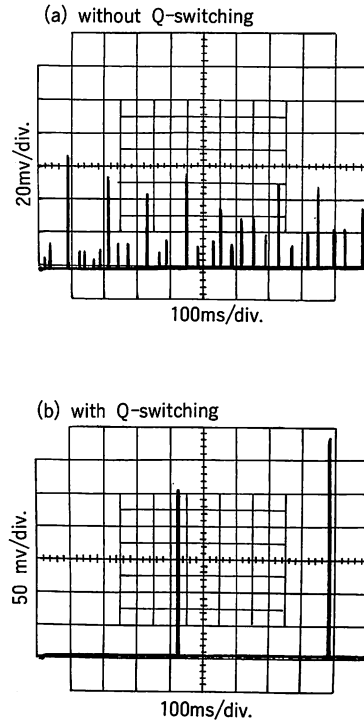


図-7 レーザー光の時間波形；(a)通常発振,(b)Qスイッチ発振

も5倍程度増加していることがわかる。この時最大ピークパワーは70mWと評価される。

4. 短波長化への展望

電総研では、TERASを用いて可視域でのFEL発振実験を行っているが、TERASは直線部が短いため高いゲインは期待できず、高出力発振や紫外域への短波長化は困難である。われわれはさらに、可視~紫外域における、安定で高出力な発振を目指して、7.2mの長直線部を有するFEL実験専用の蓄積リングを、(株)川崎重工と協力して既に完成しており、このリングに最終的には全長6.3mの光クライストロンを設置し、630~200nmでのレーザー発振を目指す予定である。このシステムでは 10^{-3} ~ 10^{-2} オーダーのレーザー・ゲインが期待でき、共振器ミラーとしては既存の誘電体多層膜技術を高度化することによって対応できると思われる。

しかし波長200nm以下のVUV領域では、ゲインの低下に加えて、低損失ミラー材料の選択が難しくなるため、共振器を用いたレーザー発振は急激に難しくなる。100nm以下のXUV領域になると、多層膜に使用

できる誘電体材料が無くなるため、SiCミラー¹⁰⁾やMo-Si等¹¹⁾の金属や半導体の多層膜ミラー、斜入射光学系によるリング共振器等を用いる必要が出てくる。さらに10nm以下の軟X線領域では、共振器を用いない1パスでの発振(SASE:Self-Amplified Spontaneous Emission)を用いることになるだろう。この領域では周期数1000~1500、全長数十メートルの、長いアンジュレータが必要となる。このような短波長域はまだ検討段階であるが、少なくとも数10nm領域での発振は、既存の技術を高度化することによって実現可能と考えられており、世界的には既に装置開発が始まりつつある^{12,13)}。

5. おわりに

短波長自由電子レーザー開発は、現状では主に可視から紫外域において行われているが、VUV~XUV領域は射程内に入りつつあり、軟X線領域も不可能ではないと考えられている。このような短波長域では、上述のような短波長光学素子技術の開発とともに、電子ビーム質の一層の向上と、高精度な長アンジュレータの開発が非常に重要なものとなる。これらの研究開発が総合的且つ着実に進めば、X線に至る自由電子レーザーの短波長化も、より現実的なものとなる。このような短波長自由電子レーザーが実現すれば、既になら

り実用的になりつつある、マイクロ波~赤外域の長波長FELと併せて、まさに理想的なコヒーレント光源となるであろう。

参考文献

- 1) T. J. Orzechowski et al.; Phys. Rev. Lett., 57 (1986) 2172.
- 2) M. Billardon et al.; Phys. Rev. Lett., 51 (1983) 1652.
- 3) M. E. Couprie et al.; Nucl. Instr. and Meth., A296 (1989) 13.
- 4) G. N. Kulipanov et al.; Nucl. Instr. and Meth., A296 (1989) 1.
- 5) T. Yamazaki et al.; Nucl. Instr. and Meth., A309 (1991)343.
- 6) K. Yamada et al.; in Technical Digest, 13th Intern. FEL Conf., Santa Fe 1991, paper MO 1 -03.
- 7) S. Sugiyama et al.; "TELL-TERAS Activity Report 1987~1990", 1991, p.71.
- 8) Y. Miyahara et al.; Nucl. Instr. and Meth., A260 (1987) 518.
- 9) M. Billardon et al.; IEEE J. Quantum Electron., QE-21 (1985) 805.
- 10) V. Rehn et al.; Nucl. Instr. and Meth., 177 (1980) 173.
- 11) T. W. Barbee, Jr. et al.; Appl. Opt., 24 (1985) 883.
- 12) D. Nölle; in Technical Digest, 13th Intern. FEL Conf., Santa Fe 1991, paper TU 1 -02.
- 13) V. Litvinenko et al.; in Technical Digest, 13th Intern. FEL Conf., Santa Fe 1991, paper TU 1 -03.

