

**ANKARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**SİKLOTRON TİPİ HIZLANDIRICI KULLANILARAK
RADYOİZOTOP ÜRETİMİ ve BU RADYOİZOTOPLARIN
MEDİKAL/ENDÜSTRİYEL ALANLARDA KULLANIMI**

Alper Nazmi YÜKSEL

FİZİK MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

ANKARA

2008

Her Hakkı Saklıdır

TEZ ONAYI

Alper Nazmi YÜKSEL tarafından hazırlanan “Siklotron Tipi Hızlandırıcı Kullanılarak Radyoizotop Üretimi ve Bu Radyoizotopların Medikal/Endüstriyel Alanlarda Kullanımı” adlı tez çalışması 22 / 01 / 2008 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Ankara Üniversitesi Fen bilimleri Enstitüsü Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Danışman : Prof. Dr. Ömer YAVAŞ

Jüri Üyeleri :

Başkan : Prof. Dr. Doğan BOR,
Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği A.B.D

Üye : Prof. Dr. Ömer YAVAŞ,
Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği A.B.D

Üye : Prof. Dr. Orhan ÇAKIR,
Ankara Üniversitesi Fizik A.B.D

Yukarıdaki sonucu onaylarım.

Prof. Dr. Ülkü MEHMETOĞLU
Enstitü Müdürü

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

SİKLOTRON TİPİ HIZLANDIRICI KULLANILARAK RADYOİZOTOP ÜRETİMİ ve BU RADYOİZOTOPLARIN MEDİKAL/ENDÜSTRİYEL ALANLARDA KULLANIMI

Alper Nazmi YÜKSEL

Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Ömer YAVAŞ

Bu çalışmada siklotron tipi hızlandırıcıların tarihsel gelişimi, fiziği, tipleri, teknik özellikleri, alt sistemleri ve çalışma prensipleri ele alındıktan sonra, söz konusu hızlandırıcıların radyoizotop üretimi başta olmak üzere, tıpta kanser tedavi çalışmalarında, nükleer spektroskopi uygulamalarında ve endüstride radyoizotoplar ile birlikte tahribatsız muayene (aşınma ve korozyon) ölçümlerinde kullanımları üzerinde durulmuştur. TAEK Proton Hızlandırıcı Tesisi için öngörülen teknik özellik ve parametreler göz önünde bulundurularak; tesiste üretilebilecek radyoizotopların üretim süreçleri, hedef malzeme seçimi, tasarımı, işlenmesi, kullanılan hedef gövde ve sistemleri, hedef malzeme ışınlama ve aktivite hesaplamaları hususları ile birlikte incelenmiş, bunlara ilişkin tablolar oluşturulmuştur. Ayrıca, TAEK proton hızlandırıcısı ARGE ışınlama odasında yapılabilecek olası faaliyetler incelenmiş, bu amaçla örnek laboratuarlara ait teknik tasarım raporları ve fizibilite çalışmaları incelenerek, ARGE amaçlı tipik bir iyon demeti hattında bulunması gereken donanımlar ile önerilen tasarım çözümleri araştırılmıştır.

Ocak 2008, 140 sayfa

Anahtar Kelimeler: Parçacık hızlandırıcısı, siklotron, proton demeti, eğici mıknatıs, odaklayıcı mıknatıs, radyoizotop üretimi, proton terapi, nükleer spektroskopi, tahribatsız muayene.

ABSTRACT

Master Thesis

RADIOISOTOPE PRODUCTION BY THE CYCLOTRON TYPE ACCELERATOR AND UTILIZATION OF THESE RADIOISOTOPES IN MEDICAL/ INDUSTRIAL AREAS

Alper Nazmi YÜKSEL

University of Ankara
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Engineering Physics

Supervisor: Prof. Dr. Ömer YAVAŞ

In this study; developments related to the history, physics, types, technical specifications, main subsystems and operational principles of cyclotron type accelerators were studied. In addition, utilization of cyclotrons especially at radioisotope production, cancer treatment studies, nuclear spectroscopy applications and non-destructive testing (wear measurement) capabilities, were also considered thoroughly. By taking into account the prospected requirements and technical specifications of TAEA Proton Accelerator Facility, the production processes of the possible potential radioisotopes for the facility were studied. For this purpose, target material selection, target material processing, target body and window design, target material irradiation, activation calculations of target material were discussed deeply. In conjunction with this; specific radioisotope production tables were prepared. Also potential experimental activities which will possibly be achieved in TAEA's facility were evaluated. Finally, by considering the information gathered from the technical design reports, feasibility documents belonging to similar facilities; required beam line instruments and proposed design solutions for a typical R&D ion beam line have also been discussed.

January 2008, 140 pages

Key Words: Particle accelerators, cyclotron, proton beam, bending magnet, focusing magnet, radioisotope production, nuclear spectroscopy, non-destructive testing.

TEŞEKKÜR

Bünyesinde görev yapmaktan onur duyduğum Türkiye Atom Enerjisi Kurumu tarafından desteklenen tez çalışmam süresince; siklotron tipi hızlandırıcılar ile bunların uygulamalarının ve ilgili teknolojilerin ülkemize entegrasyonu için yapılacak müteakip faaliyetlerde faydalanılacağını düşündüğüm söz konusu çalışmayı en iyi şekilde tamamlama gayreti içerisinde oldum.

Bu kapsamda çalışmalarımı yönlendiren Ankara Üniversitesi Fizik Mühendisliği Bölümü öğretim üyesi danışman hocam Sayın Prof. Dr. Ömer YAVAŞ'a teşekkürlerimi sunarım.

Araştırmalarımın her aşamasında bilgi, öneri ve engin fikirleriyle kendimi geliştirmeme katkıda bulunan TAEK Başkan Yardımcımız Sayın Dr. Ali TANRIKUT'a, çalışmalarım süresince benden desteklerini esirgemeyen TAEK SANAEM Teknoloji Bölümü Başkanımız Sayın Ömer GÜNDÜZ'e, bilimsel yaklaşım tarzını kendisinden örnek aldığım Sayın Dr. Erdal TAN'a ve özellikle her aşamada pratik çözümleriyle bir hoca ve bir arkadaş olarak benden katkılarını esirgemeyen Hızlandırıcı Teknolojisi Birimi Koordinatörü Sayın Suat ÜNAL'a teşekkür ederim. Ayrıca tez çalışmam sırasında benden yardımlarını esirgemeyen Dr. Muharrem BÜYÜM'e, Dr. Erhan AKSU'ya, Dr. Erdal RECEPOĞLU'na, Dr. İlkay TÜRK ÇAKIR'a, Fiz. Yük. Müh. Çağıl KADEROĞLU'na ve kardeşim Alptuğ Özer YÜKSEL'e teşekkürlerimi sunarım.

Büyük fedakârlıklar gösterip, zorluklara göğüs gererek bugünlere gelmemi sağlayan annem Kısmet YÜKSEL'e ve babam Turgay YÜKSEL'e şükranlarımı ve sevgilerimi sunarım.

Alper Nazmi YÜKSEL
Ankara, Ocak 2008

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	viii
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xi
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	3
2.1 Siklotron Tipi Hızlandırıcılar ve Tarihsel Gelişimleri.....	3
2.2 Siklotron Tipi Hızlandırıcıların Fiziği.....	5
2.2.1 Çalışma prensibi.....	5
2.2.2 Demet momentumu ve enerjisi.....	12
2.2.3 Demet odaklama ve yörünge dengelemesi.....	17
2.2.4 Demet kalitesi ve faz uzayı	22
2.3 Siklotronun Tipi Hızlandırıcı Türleri.....	25
2.3.1 Klasik siklotronlar.....	25
2.3.2 Frekans modülasyonlu siklotronlar (Sinkro-siklotronlar).....	27
2.3.3 İzokron (AVF veya Sektör odaklamalı) siklotronlar.....	30
2.3.4 Ayrılmış sektör siklotronları.....	33
2.3.5 Süperiletken siklotronlar.....	34
2.4 Siklotron Tipi Bir Hızlandırıcının Alt Sistemleri ve Çalışması.....	36
2.4.1 Genel özellikler.....	36
2.4.2 İyon kaynağı sistemi.....	37
2.4.3 Enjeksiyon hattı.....	38
2.4.4 Kavite.....	40
2.4.5 RF sistemi.....	42
2.4.6 Demet çıkış (Ekstraksiyon) sistemi.....	43
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	45
3.1 Materyal.....	45
3.2 Yöntem.....	45

4. BULGULAR ve TARTIŞMA.....	46
4.1 Siklotron Tipi Hızlandırıcıların Uygulama Alanları.....	46
4.1.1 Radyoizotop üretimi.....	46
4.1.1.1 Nükleer esaslar ve hedef malzeme ışınlanması.....	48
4.1.1.2 Kullanılan hedef sistemleri	55
4.1.1.3 Kullanılan hedef malzeme ve gövdeleri.....	56
4.1.1.4 Hedef gövde ve penceresi seçimi, tasarımı, işlenmesi.....	59
4.1.1.5 ^{67}Ga , ^{111}In , ^{201}Tl , ^{123}I ve $^{18}\text{F}^-$ üretim prosesleri.....	67
4.1.2. Tedavi uygulamaları.....	72
4.1.2.1 Fiziksel ve biyolojik esaslar.....	75
4.1.2.2 Ağır parçacık terapisi ve siklotronlar	78
4.1.2.3 Proton terapi ve siklotronlar.....	81
4.1.2.4 Proton terapi maksatlı siklotron tasarımları.....	85
4.1.3 Nükleer spektroskopi uygulamaları.....	89
4.1.3.1 Charged Particle Activation Analysis (CPAA) Tekniği.....	89
4.1.3.2 Ion Guide Isotope Separator On-Line (IGISOL) Tekniği.....	89
4.1.3.3 Proton Induced X-ray Emission (PIXE) Tekniği.....	90
4.1.3.4 Rutherford Back Scattering (RBS) Tekniği.....	91
4.1.3.5 Particle Induced Gamma-ray Emission (PIGE) Tekniği.....	93
4.1.3.6 Elastic Recoil Detection Analysis (ERDA) Tekniği.....	94
4.2 Siklotronlarda Üretilen Radyoizotopların Kullanım Alanları.....	95
4.2.1 Radyoizotop kavramı ve yaşamımızdaki yeri.....	95
4.2.2 Tıpta kullanım şekilleri.....	97
4.2.3 Endüstride kullanım şekilleri.....	98
4.2.3.1 Aktivasyon ve ışınlama deteksiyonu.....	99
4.2.3.2 Konsantrasyon ölçüm yöntemi.....	102
4.2.3.3 İnce tabaka fark ölçüm yöntemi.....	105
4.2.3.4 Aşınma analizleri.....	107
4.2.4 Diğer kullanım şekilleri.....	108
4.3 Siklotron Tipi Hızlandırıcılarda Taşıyıcı Demet Hattı.....	109
4.3.1 Tipik bir taşıyıcı demet hattı ve enstrümanları.....	109
4.3.2 Önemli taşıyıcı demet hattı tasarım ve çözümleri.....	114

5. SONUÇ ve TARTIŞMA.....	119
KAYNAKLAR.....	121
EKLER.....	124
EK 1 15-30 MeV Enerjili Siklotron Tesisi ARGE Maksathı Demet Hattı Tasarım Çözümü (Kalküta/Hindistan).....	125
EK 2 15-30 MeV Enerjili Siklotron Tesisi ARGE Maksathı Demet Hattı ve Deney İstasyonları Tasarım Çözümü (Jyvaskla/Finlandiya).....	126
ÖZGEÇMİŞ.....	127

SİMGELER DİZİNİ

AB	Avrupa Birliği
AVF	Azimuthally Varied Field
AC	Alternative Current
BNL	Brookhaven National Laboratory/
CAS	CERN Accelerator School
CERN	European Organization for Nuclear Research
CPAA	Charged Particle Activation Analysis
CMM	Concentration Measurement Method
DFM	Difference Method
ERDA	Elastic Recoil Detection Analysis
FVV	Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen
IGISOL	Ion Guide Isotope Separator On-Line
IUCF	Indiana University Cyclotron Facility
LET	Linear Energy Transfer
MSU	Michigan State University
NPTC	Northeast Proton Therapy Centre
OECD	Organization For Economic Co-Operation And Development
OER	Oxygen Enhancement Ratio
ORIC	Oak Ridge Isochronous Cyclotron
PET	Positron Emission Tomography
PIGE	Particle Induced Gamma-Ray Emission
PIXE	Proton induced X-ray Emission
PSI	Paul Scherer Institute
RBE	Relative Biological Effectiveness
RF	Radio Frequency
SIN	Swiss Institute for Nuclear Research
RADEF	Radiation Effect
RNT	Radio Nuclide Technique
SANAEM	Sarayky Nükleer Araştırma ve Eğitim Merkezi
SEM	Scanning Electron Microscopy
SPECT	Single Photon Emission Computed Tomography
TAEK	Türkiye Atom Enerjisi Kurumu
TAEA	Turkish Atomic Energy Authority
TLA	Thin Layer Activation
TRIUMPF	Tri Universities Meson Physics Facility

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1	Siklotron tipi bir hızlandırıcı (30 MeV enerjili).....	3
Şekil 2.2	Lawrence tarafından tasarlanan ilk siklotron.....	4
Şekil 2.3	Siklotron sayılarının yıllara göre değişimi.....	4
Şekil 2.4	Değişik proton hızlandırıcıları için demet akımları ve enerjileri.....	5
Şekil 2.5	Yüklü bir parçacığın siklotron içerisindeki hareketi.....	6
Şekil 2.6	Siklotron içerisindeki elektrik ve manyetik alan çizgileri.....	6
Şekil 2.7	Bir siklotron demetinin enine emittansı.....	23
Şekil 2.8	Eşleştirilmiş/kolime edilmiş bir demetin faz uzayı.....	24
Şekil 2.9	Klasik bir siklotronun şematik gösterimi.....	25
Şekil 2.10	Dee'lere uygulanan RF gerilim ve değişimi.....	25
Şekil 2.11	Klasik bir siklotronun kenar bölgelerindeki manyetik alan çizgileri.....	26
Şekil 2.12	Brookhaven Ulusal Laboratuvarı'ndaki (ABD) klasik siklotron.....	27
Şekil 2.13	Sinkro-siklotronlarda Dee frekansı değişimi.....	28
Şekil 2.14	Sinkro-siklotronlarda faz kararlılığı.....	28
Şekil 2.15	Orsay Proton Terapi Merkezi'ndeki (Fransa) sinkro-siklotron.....	30
Şekil 2.16	İzokron bir siklotronda yüksek ve düşük manyetik alan bölgeleri.....	31
Şekil 2.17	Nishina Hızlandırıcı Merkezi'ndeki (Japonya) izokron siklotron.....	32
Şekil 2.18	PSI'daki (İsviçre) 590 MeV'lik ayrılmış sektör siklotronu.....	33
Şekil 2.19	Süperiletken siklotronların diğer siklotronlar ile ağırlık ve enerji mukayesesi.....	35
Şekil 2.20	MSU'daki (ABD) K500 süperiletken siklotron.....	35
Şekil 2.21	30 MeV'lik bir siklotronun ana bölümleri.....	36
Şekil 2.22	30 MeV'lik bir siklotronun iyon kaynağı sisteminin şematik gösterimi.....	37
Şekil 2.23	30 MeV'lik bir siklotronun iyon kaynağı sistemi.....	38
Şekil 2.24	30 MeV'lik bir siklotronun enjeksiyon hattı ve bölümleri.....	39
Şekil 2.25	30 MeV'lik bir siklotronun kavitesi.....	40
Şekil 2.26	30 MeV'lik bir siklotronun dee boşluğu.....	41
Şekil 2.27	30 MeV'lik bir siklotronun RF Sistemi: a. Dijital kontrollü RF ünitesi, b. RF elektrot/dee bütünü.....	42
Şekil 2.28	30 MeV'lik bir siklotronun demet çıkış yörüngeleri.....	43
Şekil 2.29	30 MeV'lik bir siklotronun demet çıkış noktası.....	44
Şekil 2.30	30 MeV'lik bir siklotronun ayırıcı (stripping) mıknatısı.....	44
Şekil 2.31	30 MeV'lik bir siklotronun vakumlu iletim portu.....	44
Şekil 4.1	TRIUMPF'daki (Kanada) 650 MeV'lik ayrılmış sektör siklotronu.....	46
Şekil 4.2	NTP'deki (G.Afrika) tipik bir sıcak hücre (Hot-Cell).....	47
Şekil 4.3	Siklotron üretimli bazı parçacıklarda Coulomb engeli enerjisi.....	48

Şekil 4.4	^{14}N hedefin döteron ile çekirdek reaksiyonları.....	49
Şekil 4.5	Hedef malzeme atomlarının bombardımanı.....	51
Şekil 4.6	^{124}T hedeften ^{123}I ve ^{124}I eldesi sırasında tesir kesiti değişimi.....	52
Şekil 4.7	Işınlanan bir hedef malzemenin aktivite değişimi.....	53
Şekil 4.8	30 MeV'lik bir siklotronda kullanılan hedef sistemleri: a. Katı hedef sistemi, b. Sıvı hedef sistemi, c. Gaz hedef sistemi.....	55
Şekil 4.9	BNL'de (ABD) kullanılan tipik toz hedef gövdesi: a. Şematik gösterim, b. LiF toz hedef gövdesi resmi.....	57
Şekil 4.10	IBA (Belçika) tasarımı tipik katı hedef gövdesi: a. Şematik gösterim, b. ^{201}Tl üretiminde kullanılan ^{203}Tl hedef gövdesi resmi.....	57
Şekil 4.11	IBA tasarımı tipik sıvı hedef gövdesi: a. Şematik gösterim, b. ^{18}F üretiminde kullanılan H_2O^{18} hedef gövdesi resmi.....	58
Şekil 4.12	BNL'de (ABD) kullanılan tipik gaz hedef gövdesi: a. Şematik gösterim, b. ^{123}I üretiminde kullanılan ^{124}Xe gaz hedef resmi.....	58
Şekil 4.13	^{203}Tl hedef gövdesi için gelen demet-hedef pozisyonu.....	61
Şekil 4.14	LiF hedeften ^{15}O üretimi esnasında görülen aktivite oluşumları; a. Karbon eklenmemiş hedefin ışınlanması, b. % 50 karbon eklenmiş hedefin ışınlanması....	65
Şekil 4.15	^{15}O üretiminde kullanılan özel hedef matris.....	65
Şekil 4.16	Siklotrona dayalı ^{67}Ga üretim süreci iş dağılım ağacı.....	67
Şekil 4.17	Siklotrona dayalı ^{111}In üretim süreci iş dağılım ağacı.....	68
Şekil 4.18	Siklotrona dayalı ^{201}Tl üretim süreci iş dağılım ağacı.....	69
Şekil 4.19	Siklotrona dayalı ^{123}I üretim süreci iş dağılım ağacı.....	70
Şekil 4.20	Siklotrona dayalı ^{18}F üretim süreci iş dağılım ağacı.....	71
Şekil 4.21	Radyoterapide kullanılan önemli radyasyon türleri için derinlik-doza eğrileri.....	76
Şekil 4.22	Değişik iyonlar için LET değerlerine karşılık OER/ RBE değerleri.....	78
Şekil 4.23	Nice'deki (Fransa) 65 MeV'lik MEDICYC siklotronunun demet yoğunluğu kontrol ve ince ayar sistemi.....	82
Şekil 4.24	PSI'deki (İsviçre) proton terapi amaçlı kullanılan siklotron ve gantry sistemi.....	84
Şekil 4.25	IBA tasarımı 235 MeV'lik siklotron ve gantry sistemi.....	86
Şekil 4.26	SIEMENS tasarımı 238 MeV'lik süperiletken siklotron.....	87
Şekil 4.27	Booster siklotron (boosting) konsepti.....	88
Şekil 4.28	PIXE yöntemi prensibi.....	90
Şekil 4.29	PIXE düzeneği.....	91
Şekil 4.30	Si plaka üzerindeki GaAs tabakanın RBS yöntemi ile analizi: a. Şematik gösterim, b. Saçılan parçacıkların enerji spektrumu.....	92
Şekil 4.31	RBS düzeneği.....	92
Şekil 4.32	PIGE yöntemi: a. Genel prensibi, b. Bir malzemenin yoğunluk profilinin eldesi.....	93

Şekil 4.33	Çelik malzemeden yapılmış bir makine parçasının aktivasyonu neticesinde elde edilen aktivite-derinlik profili.....	101
Şekil 4.34	Konsantrasyon akış tekniği deney düzeneği.....	103
Şekil 4.35	Aşınmış parçacıkların RNT yöntemi ile büyüklük analizi: a. Deney düzeneği, b. Deneyde kullanılmış bir membran filtre yüzeyinin SEM resmi.....	104
Şekil 4.36	İnce tabaka fark yöntemi ile aşınma tespiti.....	106
Şekil 4.37	Işınlanmış bir makine parçasının aktivite-derinlik değişimi.....	106
Şekil 4.38	Siklotrona ait tipik bir taşıyıcı demet hattı ve ana bölümleri.....	109
Şekil 4.39	Demet görüntüleyici.....	110
Şekil 4.40	Demet kesici.....	110
Şekil 4.41	Nötron kesici.....	110
Şekil 4.42	Kolimatör (Drum Collimator).....	110
Şekil 4.43	Farklı türdeki mıknatısların etkisi altındaki parçacık davranışları.....	111
Şekil 4.44	Eğici (Bending) mıknatıs.....	112
Şekil 4.45	Değiştirici (Switching) mıknatıs.....	112
Şekil 4.46	Odaklayıcı (Focussing) mıknatıs.....	113
Şekil 4.47	Jyvaskla'daki 18-30 MeV enerjili siklotronun RADEF ünitesi: a. ARGE maksatlı ağır iyon demeti taşıyıcı hattı; b. ARGE maksatlı proton demeti taşıyıcı hattı.....	116
Şekil 4.48	Jyvaskla'daki 18-30 MeV enerjili siklotronun RADEF ünitesi ağır iyon ışınlama tankı ve diyagnostiği.....	116
Şekil 4.49	iTHEMBA'daki (G.Afrika) bölünebilir (splitting) demet hattı.....	117
Şekil 4.50	IUCF'deki (ABD) demet hattındaki kullanılan enerji düşürücü bakır plaka.....	118

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 1.1	Hızlandırıcıların yaygın kullanım alanları ve sayıları.....	1
Çizelge 2.1	Ayrılmış sektör siklotronu ile bir izokron siklotronun mukayesesi.....	34
Çizelge 2.2	30 MeV'lik bir siklotronun teknik özellikleri.....	36
Çizelge 4.1	Önemli siklotron radyoizotopları için A_0 verim oranları.....	54
Çizelge 4.2	^{201}Tl üretiminde ışınlama ve hedef malzeme gereksinimleri.....	54
Çizelge 4.3	Hedef sistemi tasarımında dikkate alınması gereken önemli hususlar.....	55
Çizelge 4.4	Siklotronlar ile radyoizotop üretiminde yararlanılan önemli hedef malzemeler ve reaksiyonlar.....	57
Çizelge 4.5	Hedef malzeme tasarımı ve seçimi ile ilgili önemli hususlar.....	60
Çizelge 4.6	Önemli radyoizotoplar için hedef malzeme ve demet karakteristikleri.....	62
Çizelge 4.7	^{203}Tl kaplanmış sabit bir hedefin; hedef malzeme-bakır levha-soğutma suyu arasındaki ısı iletim hesaplamaları ve deneysel sonuçlar (Pinto, 1994).....	63
Çizelge 4.8	^{203}Tl hedef için önemli siklotron demet parametreleri ve mekanik özellikler...	63
Çizelge 4.9	Siklotrona dayalı ^{67}Ga üretim süreci.....	67
Çizelge 4.10	Siklotrona dayalı ^{111}In üretim süreci.....	68
Çizelge 4.11	Siklotrona dayalı ^{201}Tl üretim süreci.....	69
Çizelge 4.12	Siklotrona dayalı ^{123}I üretim süreci.....	70
Çizelge 4.13	Siklotrona dayalı $^{18}\text{F}^-$ üretim süreci.....	71
Çizelge 4.14	Siklotron esaslı terapi tesisleri ve yetenekleri.....	73
Çizelge 4.15	Karbon terapi maksatlı bir siklotronun genel özellikleri.....	79
Çizelge 4.16	Tedavi için öngörülen dozimetrik özellik ve ilgili hızlandırıcı parametresi.....	79
Çizelge 4.17	Proton terapi maksatlı bir siklotronun genel özellikleri.....	81
Çizelge 4.18	Proton terapi maksatlı önemli siklotron türleri ve enerjileri.....	85
Çizelge 4.19	IBA tasarımı 235 MeV'lik siklotronun temel özellikleri.....	86
Çizelge 4.20	SIEMENS tasarımı 238 MeV'lik süperiletken siklotronun temel özellikleri...	87
Çizelge 4.21	PIXE yönteminin uygulama alanları.....	91
Çizelge 4.22	RBS yönteminin uygulama alanları ve sağladığı avantajlar.....	93
Çizelge 4.23	Nükleer tıpta kullanılan siklotron üretilen önemli radyoizotoplar.....	97
Çizelge 4.24	Kalküta'daki (Hindistan)15-30 MeV enerjili siklotronun ARGE maksatlı kullanılan demet karakteristikleri.....	114
Çizelge 4.25	Jyvaskla'daki 18-30 MeV enerjili siklotronun ARGE maksatlı kullanılan demet karakteristikleri.....	115
Çizelge 4.26	Taşıyıcı demet hatlarında enerji düşürücü amaçlı önemli malzemeler.....	118

1. GİRİŞ

Bilimsel anlamda parçacık fiziği (yüksek enerji fiziği) nükleer fizik, malzeme bilimi araştırmalarında sıkça faydalanılan hızlandırıcılar, sinkrotron ışınımı ve serbest elektron lazeri kaynakları olarak kullanılabilirler için, her geçen gün yeni uygulama alanlarının ortaya çıkması ile günümüz jenerik teknolojileri arasındaki yerini almıştır. Günümüzde hızlandırıcılarının 400'den fazla uygulama alanı olup, doğrusal ya da dairesel tiplerde toplam 15.000'den fazla parçacık hızlandırıcısı bulunmaktadır (Çizelge 1.1).

Çizelge 1.1 Hızlandırıcıların yaygın kullanım alanları ve sayıları (Yavaş, UPHUK-III)

Kullanım Alanı	Sayı
İyon implantasyonu ve yüzey modifikasyonu	7000
Radyoterapi	5000
Endüstriyel uygulamalar	1500
İzotop üretimi	200
Parçacık fiziği ve nükleer fiziği deneyleri	110
Sinkrotron ışınımı ve FEL uygulamaları	70
Hadronterapi	20
Diğer	1000
TOPLAM	≈ 15000

Boyutları itibariyle küçük dairesel hızlandırıcılar grubunda kabul edilen ve çoğunlukla hızlandırılmış yüklü ve ağır parçacıklara gerek duyulan uygulamalarda kullanılan hızlandırıcı türlerinden birisi de siklotronlardır. Siklotron tipi hızlandırıcılar bilimsel amaçlı uygulamaların yanında; özellikle nükleer tıpta teşhis/tedavi maksatlı kullanılan radyoizotoplar ile sanayide ürün muayene analizlerinde yararlanılan önemli radyoizotopların üretiminde kullanılmaktadır. “Beneficial Uses and Production of Isotopes” (OECD Nükleer Enerji Ajansı, 2004) isimli rapora göre, hızlandırıcılar veya reaktörlerde üretilen izotopların kullanıldığı yılda 30 milyondan fazla tıbbi işlem bulunmaktadır. Şu an itibariyle ülkemizde sadece teşhis amaçlı üretilen radyoizotopları kullanan 281 adet nükleer tıp merkezi bulunmaktadır (TAEK-RSGD, 2007).

Siklotronlar ayrıca tıpta kanser tedavi çalışmalarında, endüstride ise bazı radyoizotoplar ile birlikte makine parçalarının (dişli, silindir, piston, motor kapağı vb.) tahribatsız

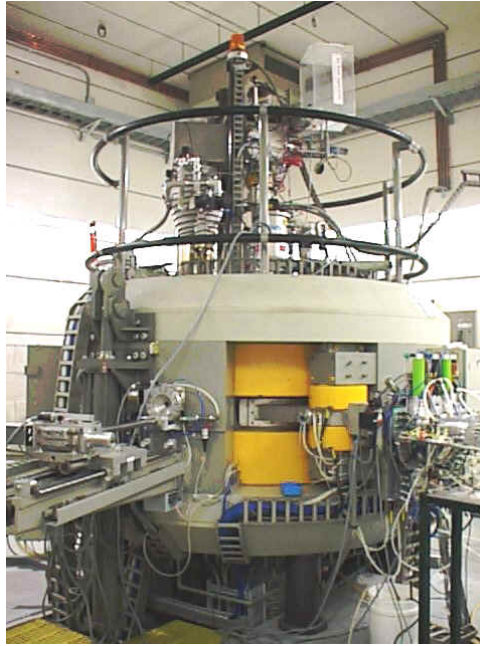
muayenelerinde kullanılabilir. Ülkemizde bugün itibarıyla, siklotron tipi bir hızlandırıcının endüstriyel faaliyetlerde kullanımına yönelik herhangi bir uygulama bulunmamaktadır. Tıp alanında yaşanan gelişmeler ile ortaya çıkan yeni uygulama alanlarına bağlı olarak dünyadaki radyoizotop talebinin sürekli arttığı dikkate alındığında, siklotron tipi hızlandırıcıların yaşamımızdaki önemi giderek artmaktadır.

Bu çalışmada, ilk bölümde; parçacık hızlandırıcılarının diğer bilimlerle olan ilişkisi belirtilerek, dünyadaki mevcut hızlandırıcıların kullanım alanlarına göre dağılımı verilmiştir. İkinci bölümde; günümüzde yaygın olarak kullanılan hızlandırıcı türleri arasında bulunan siklotron tipi hızlandırıcılar; gelişim süreçleri, fiziksel esasları, çalışma prensipleri, tipleri ve önemli alt sistemleri ile birlikte tartışılmıştır. Üçüncü bölümde; çalışma sırasında izlenen metodoloji hakkında bilgi verilmiştir. Bilimsel bulgular kısmında ise siklotronların; radyoizotop üretiminde, kanser tedavi çalışmalarında, nükleer spektroskopi deneylerinde ve radyoizotoplarla birlikte endüstriyel uygulamalarda kullanımı üzerine elde edilen sonuçlar tartışılmış ve çalışmada yararlanılan kaynaklar sunulmuştur. Bu kapsamda radyoizotop üretimi; siklotronlarda yaygın olarak üretilen ^{67}Ga , ^{111}In , ^{201}Tl , ^{123}I , ^{18}F izotoplarının üretim süreçleri, nükleer esaslar, üretimde kullanılan hedef sistemleri, hedef tasarım ve işleme hususları ile birlikte açıklanmıştır. Siklotron üretilen radyoizotopların hangi hastalıkların teşhisinde kullanıldığına ilişkin olarak elde edilen sonuçlar tablo halinde sunulmuştur. Ağır parçacık ve proton terapi gibi tedavi uygulamaları, örnek siklotron tasarımları üzerinden gidilerek fiziksel ve biyolojik esaslar ile birlikte verilmiştir. Ayrıca CPAA, IGISOL, PIXE, RBS, PIGE, ERDA gibi muhtemel nükleer spektroskopi uygulamaları ile siklotronların radyoizotoplarla birlikte aşınma analizlerinde kullanıldığı konsantrasyon ölçüm yöntemi ve ince tabaka fark ölçüm yöntemi gibi endüstriyel uygulama hususları tartışılmıştır. Bunlara ilave olarak siklotron tipi hızlandırıcı tesislerinde özellikle araştırma faaliyetleri için kullanılan örnek taşıyıcı demet hattı tasarım ve çözümleri, muhtemel demet hattı enstrümanları ile birlikte verilmiştir.

2. KURAMSAL TEMELLER

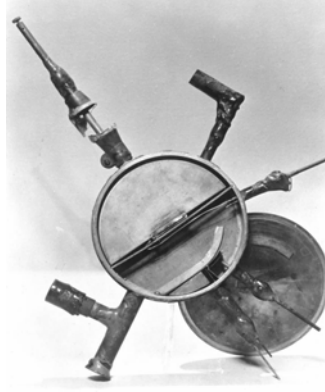
2.1 Siklotron Tipi Hızlandırıcılar ve Tarihsel Gelişimleri

Rezonans hızlandırıcısı olarak da adlandırılan siklotronlar tek adımlı elektrostatik hızlandırıcılara alternatif olarak tasarlanmış dairesel hızlandırıcılardır (Şekil 2.1) Yüklü parçacık demetleri belirli bir hızlandırma düzeneğinden, kapalı yörüngelerde defalarca geçirilerek devirsel yolda ardışık hızlandırma işlemine tabi tutulurlar.



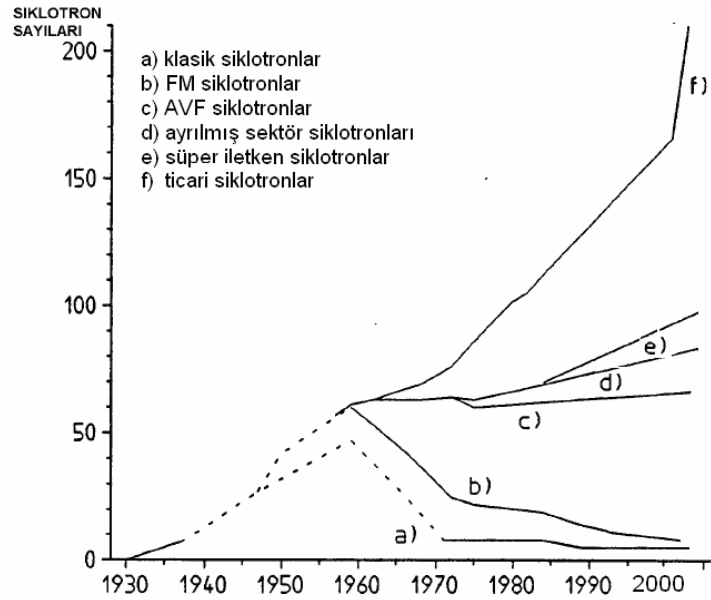
Şekil 2.1 Siklotron tipi bir hızlandırıcı (30 MeV enerjili)

Siklotron tipi hızlandırıcıların ilk örneği Norveç göçmeni bir ailenin çocuğu olan Ernest O. Lawrence tarafından Berkeley Üniversitesi (California/ABD) Nükleer Araştırma Laboratuvarı'nda geliştirilmiştir. Lawrence, Richard Livingston ile birlikte 1931 yılında Şekil 2.2'de görülen 4,5 inç çapındaki siklotronu tasarlayarak hidrojen iyonlarının enerjisini 0,8 MeV'in üzerine çıkarmayı başarmıştır.



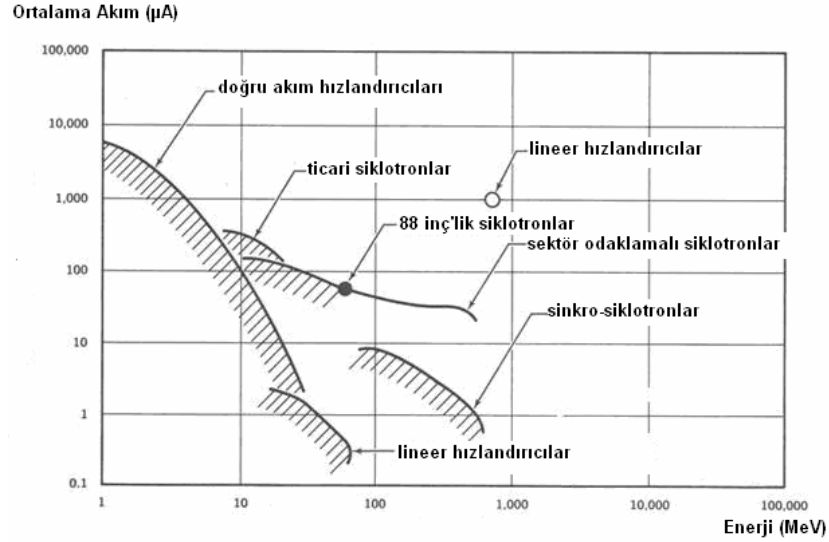
Şekil 2.2 Lawrence tarafından tasarlanan ilk siklotron

1932 yılında ise 11 inç'lik siklotron ile 1.1 MeV enerjili protonlar elde edilmiştir. Lawrence daha sonra protonları 3.6 MeV'e kadar hızlandırabilen 27 inç'lik bir siklotron tasarlamış (1935), bu çalışmayı 37 inç'lik (1937) ve 60 inç'lik (1939) siklotronların tasarımları takip etmiştir. Lawrence, söz konusu buluşu ile 1939 yılında Nobel Fizik Ödülüne layık bulunmuştur. 1944 yılında Lawrence ve ekibi "Manhattan Projesi" kapsamında 100 MeV enerjili 180 inç'lik siklotronu tasarlamıştır (Şekil 2.3).



Şekil 2.3 Siklotron sayılarının yıllara göre değişimi

1960'lara kadar siklotronlar nükleer fizik araştırmaları için en çok tercih edilen hızlandırıcı türü olmuştur. AEG, Philips, Scanditronix, The Cyclotron Corporation, Thomson CSF/CGR gibi pek çok ünlü şirket siklotron tasarım ve üretimi işine girmiş, radyokimya ve PET alanında yaşanan gelişmeler ile yüklü parçacıkların kanser tedavisinde kullanımı, söz konusu ilgiyi sürüklemiştir. 1980'lere geldiğinde özellikle mini siklotronların medikal veya ticari kullanımını artmış, bu amaçla PET radyoizotoplarının üretimi için kompakt siklotron (baby cyclotron) sistemleri tasarlanmaya başlanmıştır. Şekil 2.4'te siklotronların enerji değerlerinde yaşanan artışlara göre ortalama akım yoğunluklarının değişimi verilmektedir.

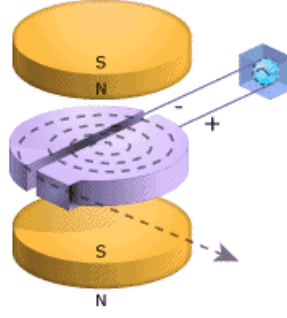


Şekil 2.4 Değişik proton hızlandırıcıları için demet akımları ve enerjileri

2.2 Siklotron Tipi Hızlandırıcıların Fiziği

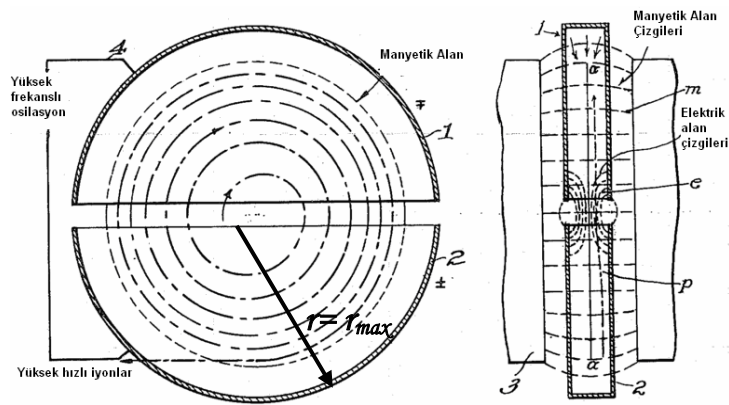
2.2.1 Çalışma prensibi

Yüklü parçacıklar, dairesel (kapalı) bir yörüngede, manyetik alan şiddetine bağlı bir dönme frekansında, parçacıkların dolanım frekansı ile uyumlu bir frekansta salınım yapan elektrik alan etkisiyle ardışık hızlandırma işlemlerine tabi tutulurlar (Şekil 2.5).



Şekil 2.5 Yüklü bir parçacığın siklotron içerisindeki hareketi

Siklotron tipi hızlandırıcılarda, yüklü parçacık demetleri “Dee”olarak adlandırılan (şekilleri “D” harfine benzediği için) yarım daire biçimli metal odacıklar içerisinde hareket ederler. Parçacıklar Dee’ler içerisinde hareket ederken, mıknatısların oluşturduğu manyetik alan etkisi ile dairesel yol izlerler. Parçacıklar Dee’ler arasındaki boşluklardan (gap) geçerken, Dee’lere uygulanan alternatif gerilimin oluşturduğu elektrik alanın etkisi ile her dönüşte belli bir miktar enerji kazanarak, enerjilerini MeV mertebesine çıkarana kadar dönüş yaparlar. Rölativistik olmayan durumlarda; siklotron içerisinde dolanan bir parçacığın kütlesi m , yükü q , herhangi bir andaki hızı \vec{v} olmak üzere, parçacık \vec{B} manyetik alanı ile \vec{E} elektrik alanının etkisiyle Şekil 2.6’daki gibi hareket eder.



Şekil 2.6 Siklotron içerisindeki elektrik ve manyetik alan çizgileri

Parçacığın dairesel bir yörüngede bu şekilde salınım yapabilmesi için parçacığa etkiyen merkezci kuvvet bileşeninin, Lorentz kuvveti bileşenine eşit olması esastır.

$$\vec{F} = \frac{mv^2}{r} \hat{r} = q(\vec{v} \times \vec{B})$$

Yüklü parçacığın momentumu \vec{P} ; $\vec{v} \perp \vec{B} \perp \vec{r}$ olduğundan,

$$\frac{P}{r} = qB \Rightarrow P = qrB$$

olarak bulunur.

Yörünge yarıçapı ve maksimum yörünge yarıçapı sırasıyla

$$r = \frac{mv}{qB} \Rightarrow r_{\max} = \frac{mv_{\max}}{qB}$$

şeklinde elde edilir.

Parçacığın siklotrondaki turunu tamamlayıp, siklotronu terk etme noktasına geldiğinde ulaştığı hız; parçacığın maksimum hızı, enerjisi ise parçacığın maksimum kinetik enerjisidir.

$$KE = \frac{mv^2}{2} = \frac{m}{2} \left(\frac{q^2 B^2 r^2}{m^2} \right) = \frac{q^2 B^2 r^2}{2m} \Rightarrow KE_{\max} = \frac{q^2 B_{\max}^2 r_{\max}^2}{2m}$$

Parçacığın dolanım frekansı f , hızı $v = \omega r$ ve momentumu $P = qrB$ olmak üzere

$$r = \frac{P}{qB} \Rightarrow v = \omega \frac{P}{qB} = \omega \frac{mv}{qB} \Rightarrow \omega = q \frac{B}{m}$$

$$\omega = 2\pi f = q \frac{B}{m} \Rightarrow f = q \frac{B}{2\pi m}$$

olarak bulunur. Burada m ve q sabit olduğundan, parçacık frekansının sadece B 'ye bağlı olduğu kolaylıkla görülmektedir.

Şayet kütle numarası A , yük $q=Ze$ ile gösterilirse durgun kütle enerjisi (2.1) eşitliğindeki gibidir.

$$E = mc^2 = AE_{akb} \quad (2.1)$$

Burada E_{akb} atomik kütle birimi enerjisidir. Atomik kütle birimi $^{12}_6\text{C}$ atomunun kütlesinin $1/12$ 'sidir. $E_{akb} = 931.494 \text{ MeV}$ 'dir. Proton için $A=1.007276$ akb ise, yüklü parçacığın dolanım frekansı

$$f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{qB}{m2\pi} = \frac{ZB}{m2\pi} \frac{A}{A} = \frac{Z}{A} B \underbrace{\left(\frac{eA}{m2\pi} \right)}_{C_1} = \frac{z}{A} B C_1$$

şeklinde yazılabilir. C_1 katsayısı denklemin sabit bileşenlerine karşılık gelen katsayı olup, Harmoniklik katsayısı olarak adlandırılmaktadır. Harmoniklik katsayısı denkleminin payı ve paydası c^2 ile çarpılıp bölünürse

$$C_1 = \frac{eA}{m2\pi} \frac{c^2}{c^2} = \frac{ec^2 A}{2\pi \underbrace{mc^2}_{E_{akb}}} = \frac{ec^2 A}{2\pi E_{akb}} \quad (2.2)$$

olarak bulunur.

$A \approx 1$ olarak alınır (1 eV=1.6 10⁻¹⁹ Joule dur). Proton için;

$$C_1 = \frac{ec^2}{2\pi E_{akb}} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} C(3 \cdot 10^8)^2}{2\pi \cdot 1490,39 \cdot 10^{-13}} = 15,38 \text{ MHz} / T$$

Elektron için;

$$C_1 = \frac{ec^2}{2\pi E_{akb}} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot (3 \cdot 10^8)^2}{2\pi \cdot 0,816 \cdot 10^{-13}} = 27 \text{ GHz} / T$$

değerleri elde edilir.

Rölativistik durumlarda parçacıkları hızlandırmak için gerekli olan en önemli koşul; parçacık frekansının, yörünge frekansı ile hızlandırıcı RF frekansı arasında bir değerde olmasıdır. Rezonans koşulu ise; RF sisteminin frekansı f_{RF} 'in, parçacıkların yörünge frekansına eşit olmasıdır. Yani harmonik modda hızlandırma için

$$f_{RF} = hf_{par} = \frac{h\omega}{2\pi} \Rightarrow \frac{f_{RF}}{h} = \frac{\omega}{2\pi} = C_1 \left(\frac{Z}{A} \right) B \quad (2.3)$$

koşulunun sağlanması gereken temel şarttır.

Tüm hızlandırıcı sistemlerinde hızlandırma işlemi ortamın manyetik alanı \vec{B} ile parçacıkların hareketi (\vec{P} momentumu ya da \vec{r} yarıçapı) arasındaki ilişkiye ($\vec{P} = q(\vec{r} \times \vec{B})$) dayanmaktadır. Bu husus parçacığın kütlesinde artış yaşanmasına rağmen rölativistik hızlarda da geçerlidir.

Bu koşullar altında eşitlikler, rölativistik parametreler (β ve γ) kullanılarak yeniden yazılabilir.

$$m = m_0\gamma, P = m.v \Rightarrow P = m_0\gamma.v = qrB \text{ ve } \omega = \frac{v}{r} = \frac{qB}{m_0\gamma}$$

v parçacık hızı, c ışık hızı olmak üzere, β ve γ durgun kütle enerjisi m_0c^2 ile kinetik enerjinin toplamı olan E_T 'e bağlı olarak yazılabilir.

$$\beta = \frac{v}{c}, \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \Rightarrow \gamma = \frac{E_T}{m_0c^2} \Rightarrow \gamma^2 = \frac{1}{1-\beta^2}$$

Burada ω açısal hızının sabit olabilmesi için, manyetik alan şiddeti rölativistik kütle artışı oranında artmalıdır. Buradan hareketle B manyetik alan, yarıçapın bir fonksiyonu olarak değiştirilebilir, bu sebeple $B(r) = B_0\gamma(r)$ olarak kabul edilirse $B(r)$ 'yi β 'ya bağlı olarak yazılabilir.

$$\gamma^2 = 1 + \frac{\beta(r)^2}{1-\beta(r)^2} \Rightarrow \gamma = \sqrt{1 + \frac{\beta(r)^2}{1-\beta(r)^2}}$$

$$B(r) = B_0\gamma(r) \Rightarrow B(r) = B_0\sqrt{1 + \frac{\beta(r)^2}{1-\beta(r)^2}}$$

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{\omega r}{c} \Rightarrow \beta(r) = \frac{\omega r}{c} \Rightarrow \frac{\omega}{c} = \frac{\beta(r)}{r}$$

Siklotronun rezonans frekansı $f_{RF} = h\omega/2\pi$ ile B_0 yukarıdaki eşitlikte yerine yazılınca;

$$\frac{\omega}{c} = 2\pi \frac{f_{RF}}{hc} = \frac{2\pi}{c} \left(\frac{f_{RF}}{h} \right) = C_2 \left(\frac{f_{RF}}{h} \right) \quad (2.4)$$

$$C_2 = \frac{2\pi}{c} = \frac{2\pi}{3.10^8} = 2,094 \times 10^{-8} m^{-1} Hz^{-1} \Rightarrow C_2 = 0,0209 MHz^{-1} m^{-1}$$

sonucu elde edilir. (2.2) ve (2.3) ifadeleri kullanılarak,

$$\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{c} \frac{hec^2}{h2\pi E_{akb}} \left(\frac{Z}{A}\right) B_0 = \frac{ec}{E_{akb}} \left(\frac{Z}{A}\right) B_0 = C_3 \left(\frac{Z}{A}\right) B_0$$

$$C_3 = \frac{ec}{E_{akb}} = \frac{1,6.10^{-19} \times 3.10^8}{E_{akb}} \quad (2.5)$$

olarak hesaplanır. (2.5) eşitliğinde E_{akb} , 931.494×10^6 eV = 1490.39×10^{-13} joule olarak alınır

$$C_3 = \frac{1,6.10^{-19} \times 3.10^8}{931,494.10^6 \times 1,6.10^{-19}} = 0.322 T^{-1} m^{-1}$$

değeri elde edilir. Burada dikkat edilmesi gereken önemli husus; rölativistik düzeltme faktörü, Z/A oranına bağlı olduğundan uygulanan $B(r)$ manyetik alan değerinin her bir parçacık türüne özgü olduğudur. Örneğin bir izokron siklotron (ya da AVF siklotronu) için yörünge yarıçapı r , rölativistik parametre β ile orantılıdır ve R_∞ cinsinden yazılabilir. Yani son yörünge yarıçapı için β değeri 1 olarak alınır aşağıdaki eşitlik $r = R_\infty$ olur.

$$r = R_\infty \beta = \frac{\beta(r)c}{\omega} = \frac{\beta(r)}{C_3 \left(\frac{Z}{A}\right) B_0}$$

Bir izokron siklotronda mıknatısların merkezinde $B_0=1$ T değerinde bulunan protonlar için $R_\infty=3.130$ m, elektronlar için ise $R_\infty=1.7$ mm olarak hesaplanmaktadır. Bununla birlikte $r = R_\infty$ da $B=B_0\gamma$ sonsuz olarak bulunur.

2.2.2 Demet momentumu ve enerjisi

Parçacıkların kinetik enerjileri hesaplanırken gerekli olan rölativistik düzeltmeler mutlaka yapılmalıdır.

$$P = m_0 c \beta \gamma \text{ ve } m_0 c = \frac{P}{\gamma \beta}, \gamma \beta = \sqrt{\gamma^2 - 1} \quad (2.6)$$

ifadeleri, P momentum ve E kinetik enerjisi için genel rölativistik formlardır. Buradan yola çıkılarak;

$$E = m_0 c^2 (\gamma - 1) = \frac{P}{\gamma \beta} c (\gamma - 1) \frac{m_0 \gamma \beta}{m_0 \gamma \beta}$$

$$E = \frac{P^2 (\gamma - 1)}{m_0 \gamma^2 \beta^2} = \frac{P^2 (\gamma - 1)}{m_0 (\gamma^2 - 1)} = \frac{P^2 (\gamma - 1)}{m_0 (\gamma - 1)(\gamma + 1)}$$

işlemleri neticesinde rölativistik formdaki kinetik enerji

$$E = m_0 c^2 (\gamma - 1) = \frac{P^2}{m_0 (\gamma + 1)} \quad (2.7)$$

olarak bulunur. Söz konusu formül yazılırken, atomik kütle birimi başına kinetik enerjiyi kullanmak, ilgili siklotron parametreleri olan f_{RF} ve B_0 'ı kullanmaya nazaran daha makuldür.

Seçilen f_{RF} frekansının h harmoniklik sayısı ile ω açısal hızı arasında rezonans durumu olduğu varsayımı ile (2.7) denkleminde; (2.1), (2.3) ve (2.6) değerlerini yerine yazarsak, atomik kütle birimi başına kinetik enerji

$$\frac{E}{A} = \frac{m_0^2 \omega^2 R^2 \gamma^2}{A m_0 (\gamma + 1)} = \frac{m_0}{A} \frac{c^2}{c^2} 4\pi \left(\frac{f_{RF}}{h} \right)^2 \frac{R^2 \gamma^2}{(\gamma + 1)}$$

şeklinde elde edilir. Denklem c^2 ile çarpılıp bölüldüğü takdirde

$$\frac{E}{A} = 4\pi^2 \frac{E_{akb}}{c^2} \frac{\gamma^2 R^2}{(\gamma+1)} \left(\frac{f_{RF}}{h} \right)^2 \quad (2.8)$$

ve

$$C_4 = \frac{1}{2} E_{akb} C_2^2$$

kabulü yapıldığında

$$\frac{E}{A} = C_4 \frac{2\gamma^2}{(\gamma+1)} R^2 \left(\frac{f_{RF}}{h} \right)^2$$

şeklinde elde edilir.

$$C_4 = \frac{1}{2} E_{akb} C_2^2 = \frac{1}{2} \times 931,494 \text{ Mev} (0,02096 \text{ MHz}^{-1} \text{ m}^{-1})^2$$

$$C_4 = 0,2046 \frac{\text{Mev}}{\text{MHz}^2 \text{ m}^2}$$

olarak hesaplanır. (2.8) denkleminde f_{RF} yerine

$$f = \frac{z}{A} h B_0 \frac{eA}{m_0 2\pi} \quad (2.9)$$

yazılacak olursa, E/A oranı B_0 'a bağlı olarak aşağıdaki gibi bulunur.

$$\frac{E}{A} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\gamma^2 R^2}{(\gamma+1)} \left(\frac{Z}{A}\right)^2 \frac{h^2 B_0^2}{h^2} \frac{e^2 A^2}{m_0^2 4\pi^2} E_{akb} = \frac{\gamma^2 R^2}{c^2 (\gamma+1)} \left(\frac{Z}{A}\right)^2 \frac{h^2 B_0^2 e^2 A^2}{h^2 m_0^2} E_{akb}$$

$$\frac{1}{E_{akb}^2} = \frac{A}{m_0^2 c^4} \Rightarrow$$

(2.1) denklemini c^2 ile çarpıp bölündüğü takdirde,

$$\frac{E}{A} = \frac{E_{akb}}{E_{akb}^2} c^2 \frac{\gamma^2 R^2}{(\gamma+1)} \left(\frac{Z}{A}\right)^2 B_0^2 e^2 = \frac{e^2 c^2}{E_{akb}} \frac{\gamma^2}{(\gamma+1)} \left(\frac{Z}{A}\right)^2 R^2 B_0^2$$

sonucu elde edilir. Burada (2.5) denklemindeki C_3 değeri dikkate alınırsa

$$C_5 = \frac{1}{2} E_{akb} C_3^2$$

olarak kabul edilebilir. C_3 değeri yukarıdaki denklemde yerine yazılırsa

$$C_5 = \frac{1}{2} E_{akb} \frac{e^2 c^2}{E_{akb}^2} = \frac{1}{2} \frac{e^2 c^2}{E_{akb}}$$

şeklinde elde edilir. Böylece atomik kütle birimi başına kinetik enerji

$$\frac{E}{A} = \frac{e^2 c^2}{E_{akb}} \frac{\gamma^2}{(\gamma+1)} \left(\frac{Z}{A}\right)^2 R^2 B_0^2$$

şeklinde bulunabilir ve C_5 katsayısının sayısal değeri de aşağıdaki gibi hesaplanabilir.

$$C_5 = \frac{1}{2} E_{akb} C_3^2 = \frac{1}{2} \times 931,494 (0,32184)^2 = 48.24 \frac{MeV}{T^2 m^2}$$

Burada siklotrondan elde edilen demetin çıkış (ekstraksiyon) enerjisinin parçacıkların demet çıkış yarıçapına bağlı olduğu rahatlıkla görülebilir. Ancak dairesel hareket yapan parçacığın yörünge yarıçapı R ile parçacığın siklotron mıknatısı içerisindeki yerini belirleyen açısız koordinat bileşeni r 'nin birbirinden farklı olduğuna dikkat edilmelidir. Sadece dairesel yörünge manyetik alan üzerinde merkezlendiği (çakıştırıldığında) durumlarda, merkezi yarıçap R , açısız koordinat r ile aynıdır. Ayrıca parçacıkların belirli bir R yörünge yarıçapında yaptıkları merkezlenmemiş hareket parçacıkların istenen momentum değerine erişmeden, siklotrondan çıkmalarına sebep olur. Bu nedenle çıkış enerjisini belirleyen etkin demet çıkış yarıçapı, yörünge merkezlensine çok bağlıdır. Bu husus aynı zamanda demet kalitesi ile demet oluşturma işleminin hassasiyeti üzerinde etkilidir. Açık ile değişen manyetik alanlı en genel siklotron uygulamasında $R=R_{ort}$ alınarak kullanılmaktadır. Bir manyetik alan için atomik kütle birimi başına enerji aşağıdaki gibidir.

$$\frac{E}{A} = K \left(\frac{Z}{A} \right)^2$$

Buradaki K katsayısı, siklotron mıknatısının K değeri olarak kabul edilmektedir. Lineer hızlandırıcıların aksine siklotronlarda daha büyük yüklü iyonlar yüksek enerjilere çıkarılabilmektedir. Genellikle başlangıçta düşük yüklü olarak elde edilen iyon demeti, hızlandırılma işleminden sonra, elektron soyucu (stripper) ince bir folyodan geçirilir, folyoda iyonların elektronları tutulur. Yüksek enerjili yeni demet daha sonra ikinci ya da üçüncü bir siklotron kullanılarak daha yüksek enerjilere hızlandırılabilir.

Bir çok siklotron için rölativistik düzeltme faktörü küçüktür. Örneğin 50 MeV enerjili bir proton için $\gamma=1.05$ olarak hesaplanırsa, düzeltme faktörü $2\gamma/(\gamma+1)=1.08$ olarak bulunur. Görüleceği üzere bu değer 1'e çok yakındır. Rölativistik hızlarda demet genellikle pc terimi ile tanımlanır.

$$P = \gamma\beta m_0 c \Rightarrow Pc = m_0 c^2 \beta \gamma \text{ dır}$$

Manyetik odaklayıcı cihazların sınıflandırılabilmesi için “manyetik sertlik” olarak isimlendirilen B_ρ kavramından yararlanılmaktadır.

$$B_\rho = \frac{P}{q} = \frac{\gamma\beta mc}{q}$$

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{\omega r}{c}, \quad \omega = 2\pi \left(\frac{f_{RF}}{h} \right) \text{ ve } q = Ze \text{ eşitlikleri yukarıda yazılınca;}$$

$$B_\rho = \frac{\gamma 2\pi \left(\frac{f_{RF}}{h} \right) R m_0}{eZ}$$

olarak elde edilir. Eşitlik A ile çarpılıp bölünürse;

$$B_\rho = \left(\frac{2\pi m}{eA} \right) \frac{\gamma R \left(\frac{f_{RF}}{h} \right)}{\frac{Z}{A}}$$

olur ve

$$C_6 = \frac{2\pi m_0}{eA} = C_1^{-1} \Rightarrow C_6 = C_1^{-1} = \left(15,35622 \frac{MHz}{T} \right)^{-1} = 0,06512 \frac{T}{MHz}$$

kabulü yapılırsa manyetik sertlik aşağıdaki gibi bulunur.

$$B_\rho = C_6 \frac{\gamma R \left(\frac{f_{RF}}{h} \right)}{\frac{Z}{A}}$$

2.2.3 Demet odaklama ve yörünge dengelemesi

Siklotron tipi hızlandırıcı tasarımı ve işletimi ile ilgili bir diğer önemli konu da demet kararlılığıdır. Demeti oluşturan parçacıklar, siklotron içerisindeki yolları boyunca odaklanmış olarak bir arada kalmalıdır.

Siklotron içerisindeki manyetik yapı, demetin yönlendirilmesinin yanında odaklama için de kullanılmaktadır. Elektrik alan ise sadece birkaç MeV'lik düşük enerjilerde odaklama için kullanılabilir. Manyetik alanın simetrisi parçacıkların kapalı bir yörünge izlemesini sağlayacak şekilde ayarlanmaktadır. Söz konusu yörüngeye sabit denge yörüngesi denir. Azimutal gidişata (yani $B(r, \theta)$ değişimine) bağlı olarak yörünge tamamıyla dairesel olabilir. Hızlandırma esnasında spiral bir yörünge izleyen parçacıklar, enerji artışına karşılık gelen bir üst denge yörüngesine adyabatik türde bir hareketle geçerler. Beklenilen aksine sadece çok özel birkaç siklotronda hızlandırma işlemi istenen süratte yapılabilmektedir. Gereken odaklama ihtiyacı ise denge yörüngesinden uzaklaşan parçacıkların hareket denklemlerinden hesaplanır. Parçacıklar denge yörüngesi etrafında bir salınım hareketi yaparlar. Bu salınımlar ilk olarak betatron tipi hızlandırıcılarda tespit edildiği için "Betatron Salınımları" olarak adlandırılmaktadır. Betatron salınımlarını yaratan koherent olan ve olmayan salınımlar birbirinden ayırt edilebilir. Koherent salınımlar demet paketçiklerinin bir bütün halinde denge yörüngesi etrafında salınması ve yer değiştirmesidir. Koharent olmayan salınımlar ise her bir parçacığın demet paketçığının merkezine göre yaptığı salınımlardır. Salınım hareketinin formülleri yazılırken kolaylık olması açısından manyetik alan indisi olarak " k " kullanılmaktadır. Bu $B_z(r)$ manyetik alanının eksensel bileşenindeki, yörünge yarıçapına bağlı olarak yaşanan her bir fraksiyonel değişim ile ilgili oransal değişim miktarıdır. $B_z(r) = B_0 \gamma$ olan rölativistik siklotronlarda k , γ ile oldukça yakından ilişkilidir. Bu durumda " k " için;

$$k = k(r) = \frac{r}{B_z} \frac{dB_z}{dr} \Rightarrow \frac{dB_z}{dr} = k(r) \frac{B_z}{r}$$

$$k = \frac{r}{\gamma} \frac{d\gamma}{dr} = \gamma^2 - 1$$

bağıntıları elde edilir.

Yatay odaklamanın temel özellikleri, azimut açısına bağlı olmayan manyetik alan içerisindeki rölativistik olmayan parçacıklar içinde geçerlidir. Bu durumda denge yörüngesi daireseldir ve hareket denkleminin açısız kısmı,

$$m_0 \ddot{r} = m_0 r \dot{\theta}^2 - qv(r)B_z(r)$$

ile verilir. Yukarıdaki denklemi, parçacıkların denge yörüngesinden uzaklaşma miktarını veren $x = (r - r_{dy})$ 'ye göre yeniden yazarak, $B_z(r)$ manyetik alanını denge yörüngesi civarına genişleterek (Taylor genişlemesi) ve denge yörüngesinden uzaklaşan bu parçacıkların denge yörüngesine karşılık gelen hızlarını hesaplayarak aşağıdaki eşitlikleri elde ederiz. $x = (r - r_{dy})$ ve $\ddot{x} = \ddot{r}$ olmak üzere,

$$r = r_{dy} \Rightarrow \dot{\theta} = \omega$$

denge yörüngesinden eşit hızlarla uzaklaşan parçacıklar için ise

$$\dot{\theta} = \omega \frac{r_{dy}}{r}$$

olduğu düşünüldüğünde

$$r \dot{\theta}^2 = \omega r_{dy} \Rightarrow r^2 \dot{\theta}^2 = \omega^2 r_{dy}^2 \Rightarrow r \dot{\theta}^2 = \left(\frac{r_{dy}^2}{r} \right)$$

$$x = r - r_{dy} \ll 1 \Rightarrow r_{dy}^2 = (r - r_{dy})^2 \Rightarrow \frac{r_{dy}^2}{r} = \frac{(r - x)^2}{r} = r$$

$$r\dot{\theta}^2 = \omega^2 \left(\frac{r_{dy}^2}{r} \right) \cong \omega^2 (r_{dy} - x)$$

olarak elde edilebilir.

$$\omega = \frac{q}{m} B_z(r_{dy}) = \frac{v(r_{dy})}{r_{dy}}$$

$$m_0 \ddot{r} = m_0 r \dot{\theta}^2 - qv(r) B_z(r)$$

B_z için $B_z(r) = B_z(r_{dy}) + \left(\frac{dB_z}{dr} \right) x +$ “daha yüksek üslü terimler” çözümü önerilebilir;

$$B_z(r) = B_z(r_\infty) + B_z(r_\infty) \frac{kx}{r_{dy}} + \dots = B_z(r_\infty) \left(1 + \frac{kx}{r_{dy}} + \dots \right)$$

B_z için önerilen çözümde yüksek üslü terimler ihmal edilirse, x için bulunan

$$\ddot{x} = \omega^2 (r_{dy} - x) - v\omega \left(1 + \frac{kx}{r_{dy}} \right) = -\omega^2 (1 + k)x$$

denklemini, bir harmonik osilatör denklemdir. v_r açısal betatron frekansı, x_0 ise betatron genliğini olmak üzere denklem için seçilen özel çözümler $x = x_0 \cos(v, \omega t)$ ve $v_r^2 = 1 + k = \gamma^2$ dir. Burada açısal odaklama oldukça kuvvetlidir.

Hemen hemen bütün siklotronlarda parçacıklar denge yörüngesi çevresinde, dolanım başına birden fazla salınım hareketi yaparlar. Azimutal olarak değişen (açı ile değişen

B_θ manyetik alan) manyetik alanlardan gelen katkılar, açısız odaklama için önemli değildir. Yaşanabilecek muhtemel rezonans durumları yörüngelerin birbirine karışmasına neden olabilmektedir. Manyetik alanda yaşanan çok küçük düzensizlikler; (örneğin $k=0$ olduğu yerlerde açısız betatron frekansının $\nu_r=1$ olması) demeti kararsız hale getirmektedir. Söz konusu fiziksel durum mıknatısın merkezi ile rölativistik siklotronlarda dâhili manyetik alanın azalmaya başladığı (parçacıkların kırıcı/eğici alana yaklaşması nedeniyle) mıknatısın kutup kenarlarında meydana gelmektedir. Düşey ya da eksensel odaklama ise açısız odaklamanın aksine zayıftır. Sadece açı ile değişen (B_θ) manyetik alanlar sayesinde kayda değer ölçüde bir düşey odaklama yapılabilir. Odaklama için gereken eksensel düzeltme kuvvetleri, manyetik alanın B_r ve B_θ bileşenlerinin bir sonucudur. Bu nedenle hareket denkleminin eksensel bölümü

$$m_0\ddot{z} = q(\dot{r}B_\theta - r\dot{\theta}B_r)$$

şeklindedir. Manyetik simetri düzleminde tekrar sıfır olan B_r ve B_θ denge yörüngesi yakınlarına genişletilir ve burada $\text{div}\vec{B} = 0$ olmasından faydalanılarak, manyetik alan bileşenleri B_z 'ye göre ifade edilir. B_z negatif z yönünde alınırsa,

$$B_r(z) = \frac{dB_r}{dz} z = -\frac{dB_z}{dr} z + \text{“yüksek üslü terimler”}$$

$$B_\theta(z) = \frac{dB_\theta}{dz} z = -\frac{dB_z}{d\theta} z + \text{“yüksek üslü terimler”}$$

$$\frac{q}{m} r\dot{\theta} = \frac{\omega^2 r}{B_z}$$

ve diferansiyel denklemdeki yüksek üslü terimler ihmal edilirse denge yörüngesi ile ilgili eksensel hareket denklemi aşağıdaki gibi olur.

$$\ddot{z} = \omega^2 \left(k - r \frac{1}{\omega B_z} \frac{dB_z}{rd\theta} \right) z$$

Yukarıdaki denklem için $z = z_0 \cos(v_z \omega t)$ ve $v_z^2 = -k + \dots$ salınım terimi'' çözümleri önerilir. Burada v_z düşey ya da eksensel betatron frekansı, z_0 ise salınım genliğidir. Salınım terimi, açı ile değişen (B_θ) manyetik alandan bazı katkılar içerir. Düşey ya da eksensel betatron frekansı v_z için bulunan formül, eksensel odaklamayı gerçekleştirmek için manyetik alanın büyüklüğünün azaltılması ihtiyacı ile rölativistik siklotronlarda karşılaşılan kütle artışı probleminin telafi edilmesi için manyetik alanın büyüklüğünün artırılması ihtiyacı arasındaki zıtlığı ortaya koymaktadır.

Şayet betatron frekansı formülündeki ilk terim salınım terimiyle telafi edilemezse, sonuç negatif olur ve bu durumda kararsız bir yörünge ortaya çıkar. Pozitif salınım terimi ise yalnızca, yörünge şekli dairesellikten uzaklaştığı zamanlarda değeri oldukça büyük olan dr/dt 'ye bağlıdır. Bu yüzden eksensel odaklama çoğunlukla zayıftır ve çok yüksek rölativistik enerjilerde açı ile değişen manyetik alan B_θ odaklama için tek başına yeterli değildir. Bu nedenle spiral mıknatıs sektörleri (bölgeleri) veya spiral mıknatıs kutupları eksensel odaklamaya olan katkıyı arttırmak için kullanılmaktadır. Bu durumda Δv_z^2 salınım katkısının yaklaşık değeri

$$\Delta v_z^2 = F \left[1 + 2 \tan^2(\xi) \right]$$

olarak tanımlanır. Buradaki F faktörü B_θ manyetik alanının açı ile değişim bilgisi içerir. ξ ise spiral açı değeridir. F salınım katsayısı olarak adlandırılır ve $B_z(\theta)$ 'nin C_k fourier katsayılarından hesaplanabilir buda yaklaşık olarak aşağıdaki gibidir.

$$F \cong \frac{1}{2} \sum_k (C_k)$$

2.2.4 Demet kalitesi ve faz uzayı

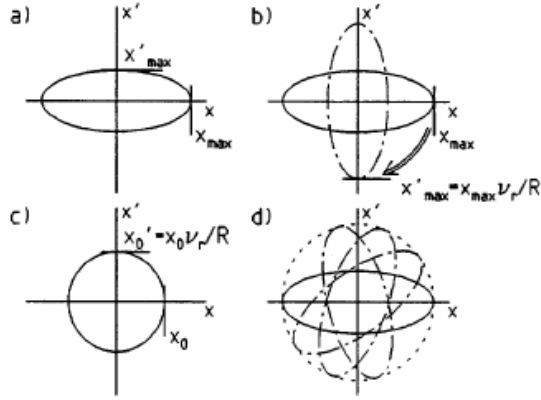
Demet paketçliğini meydana getiren her bir parçacık, ait olduğu demet paketçığının merkezi etrafında tanımlanan altı boyutlu faz uzayı içerisinde bulunur. Demet paketçığının boyuna ve enine dağılımları, x_{\max} , x'_{\max} ve z_{\max} , z'_{\max} eksenli düşey elipslerden oluştuğu kabul edilerek, ki burada x'_{\max} ve z'_{\max} demet paketçığı merkezi tarafından belirlenen yola göre parçacıkların diverjansıdır (örneğin merkezi bir demet için $z' = dz / ds$ ve $ds = rwt$) A_x ve A_z emittans alanları ile tanımlanır. Boyuna dağılım ise faz genişliği ve enerji dağılımı kavramları tarafından tanımlanır. Söz konusu emittans alanları aşağıdaki gibi gösterilmektedir.

$$A_x = \pi x_{\max} x' \text{ ve } A_z = \pi z_{\max} z'$$

Faz uzayını oluşturan parçacıkların betatron salınımları, uygun alt uzaylarda, sırasıyla $v_r \omega$ ve $v_z \omega$ açısal hızlarında yapılan dönme hareketleri ile gösterilebilir. Enine demet emittansının bazı özellikleri Şekil 2.7'de gösterilmektedir. Emittans elipsi parçacıkların denge yörüngesine göre maksimum sapması ve diverjansı ile tanımlanır. Elipsi oluşturan parçacıkların betatron salınımları x_{\max} 'ı, x'_{\max} 'a ilişkilendiren rotasyon işlemi ile gösterilirler ve x_{\max} 'ı, $x'_{\max} = x_{\max} v_r / R$ ' ye dönüştürürler (Şekil 2.7.b). Başlangıç koşulları olan x_0, x'_0 ve z_0, z'_0 , bu salınımları bitirecek değerlere ayarlanmadıkça demet genişliği betatron frekansı ile salınım yapar. Bu durumda demet siklotronun öz elips değerlerinden birisi ile eşleştirilebilir (Şekil 2.7.c). Parçacıkların farklı sayılardaki dönüşlerden sonra aynı yarıçapa ulaşırlar (Şekil 2.7.d).

$$|x'_0| = \left| \frac{x_0 v_r}{R} \right| \text{ ve } |z'_0| = \left| \frac{z_0 v_z}{R} \right|$$

Eşleştirilmiş bir demet hızlandırma esnasında, v_r ve v_z yavaş bir şekilde değiştiği sürece mevcut durumunu korur. Bu yüzden x'_{\max} / x_{\max} ve z'_{\max} / z_{\max} oranları her yörünge yarıçapı için v_r ve v_z ile belirlenir.



Şekil 2.7 Bir siklotron demetinin enine emittansı

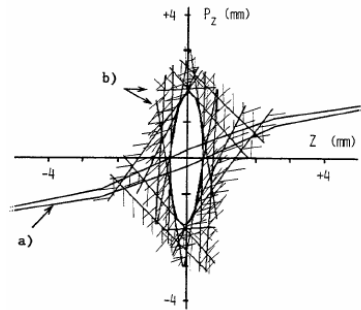
Liouville teoremi, ancak faz uzayı hacmi sabit olan durumlarda kullanılabilir. Şayet yatay, düşey ve boyuna alt uzaylar arasındaki birleşim ihmal edilirse emittans alanları sabittir. Hızlandırma sırasında rölativistik kütle artışını da işin içine dâhil eden normalize emittans değerleri ε_x ve ε_y sabittir. Demetlerin eşleştirildiği kabul edilip, $\beta=(\omega/c)R$ yerine yazılırsa, normalize emittans değerini aşağıdaki gibi bulabilir.

$$\varepsilon_x = \beta\gamma A_x = \pi\beta\gamma x_{\max} x'_{\max} = \pi\left(\frac{\omega}{c}\right)\gamma x_{\max}^2 v_r = \text{sabit}$$

$$\varepsilon_z = \beta\gamma A_z = \pi\beta\gamma z_{\max} z'_{\max} = \pi\left(\frac{\omega}{c}\right)z_{\max}^2 v_z = \text{sabit}$$

Rölativistik etkileri göz ardı etmek, hızlandırma işlemi boyunca enine demet genişliğinin hemen hemen sabit kalması demektir. $v_r=\gamma$ yaklaşımından faydalanarak x_{\max} 'ın $1/\gamma$ ile orantılı olduğunu görürüz. x'_{\max} ise $1/R$ ile orantılıdır. Boyuna büyüklüğü eşleştirilen bir demet için oran $\sqrt{1/v_z\gamma}$ dır. Eksensel odaklamanın zayıf, v_z 'nin küçük olduğu yerlerde bu oran oldukça büyüktür. Betatron salınımlarının demet kalitesine etkisi incelendiğinde, özellikle parçacık yörüngelerinde birbiri üzerine binmelerin görüldüğü (overlapping turn) siklotronlarda (ayrılmış sektör siklotronları) birkaç

faktörün demet kalitesinin kötüleşmesine neden olduğu görülmektedir. Şayet siklotronun merkez bölgesindeki başlangıç koşulları (özellikle siklotron dahili bir iyon kaynağına sahipse) uygun değilse, yukarıda ifade edilen eşleştirme (ideal elips) genellikle mümkün olmaz. Parçacık dönüşleri üst üste geldiğinde, betatron salınımlarının farklı fazları sebebiyle, parçacıklar ancak değişik sayılarda dönüş yaptıktan sonra aynı yarıçapa erişebilirler. x ve x' 'nde farklı yönelimlere karşılık gelen elipslerin üst üste gelmesi (süperpozisyonu) yalpalama karıştırması (precession mixing) olarak isimlendirilir. Demet eşleştirilemiyorsa emittans alanı büyüyerek belirsizleşir. Ayrıca başlangıç fazları farklı olan parçacıklarda yörünge merkezleri çakışmaz. Netice olarak demet çıkış yarıçapındaki demet emittansı, çıkış kanalları için çoğunlukla büyüktür. Bu nedenle çıkış demetinin emittansı demet çıkış sistemine giriş bölgesinin alanı ile sınırlıdır. Demetin ilk birkaç dönüşü sırasında, istenmeyen veya yanlış eşleştirilmiş kısımlarını yok etmek ve giriş demetinin faz genişliğini azaltıcı bir kolimasyon yapmak bu sorunun çözümünü sağlar. Şekil 2.8.a'da PSI'da enjektör olarak kullanılan 590 MeV enerjili ayrılmış sektör siklotronu için başlangıç emittansı ile kolimatörün buna etkisi görülmektedir (Şekil 2.8.b). Normalize edilmiş ϵ_x yatay emittansı 1.5π mm.mrad'dan (kolimasyonlu), 3π mm.mrad'a (demet çıkış sisteminin girişi alanı) kadar değişmektedir. Düşey emittans ϵ_z ise 1π mm.mrad'dan (kolime edilmiş demet) 3π mm.mrad'a (tüm demet) kadar değişir. Faz genişliği ve enerji yayılımı da tartışılan parametrelere bağlıdır. Giriş fazı 60° 'ye kadar, çıkış demetinin faz genişliği 5° ile 40° arasında olabilir. Bu değer demetin sisteme girmeden paketlenerek, faz genişliğinin düşürülmesi veya kolime edilmesine bağlıdır. Enerji yayılımı $\Delta E/E$ faz genişliğine bağlıdır. Faz uzayı eşleştirilmiş bir demete karşılık gelen elipse indirgenir.

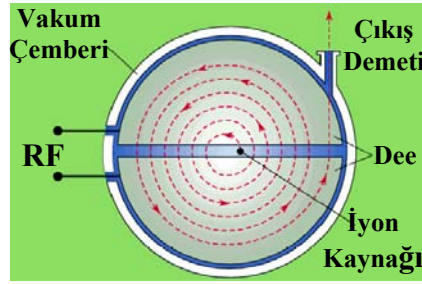


Şekil 2.8 Eşleştirilmiş/kolime edilmiş bir demetin faz uzayı.

2.3 Siklotron Tipi Hızlandırıcı Türleri

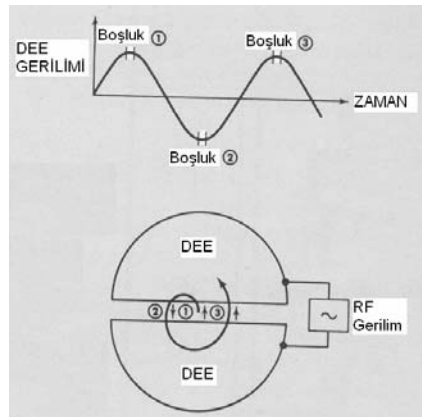
2.3.1 Klasik siklotronlar

Klasik siklotronlarda dairesel yörüngede hareket eden parçacığın (Şekil 2.9) yarım dairesel yolu kat etmesi için geçen süre, dairenin yarıçapından bağımsızdır. Büyük yarıçaplarda, parçacıklar daha fazla enerji kazanıp daha hızlı hareket ederler, böylelikle kat edilmesi gereken yol miktarında yaşanan artış, hız artışı ile telafi edilir.



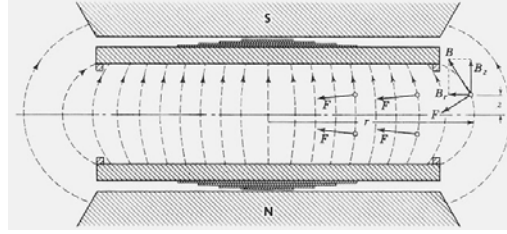
Şekil 2.9 Klasik bir siklotronun şematik gösterimi

Dee'lere uygulanan RF gerilimin periyodunun yarısı, demetin yarı çember üzerindeki dönüş zamanına eşitlenirse, ortamdaki elektrik alan yüklü parçacıkların boşluklardan geçişleri sırasında uygun pozisyon alarak, her geçişte parçacıklara hızlandırıcı bir kuvvet uygulanmasını temin eder (Şekil 2.10).



Şekil 2.10 Dee'lere uygulanan RF gerilim ve değişimi

Klasik siklotronların düz kutuplara sahip olması nedeniyle siklotronun dış kenarlarına doğru manyetik alan çizgileri düşey doğrultudan sapmaya başlar.



Şekil 2.11 Klasik bir siklotronun kenar bölgelerindeki manyetik alan çizgileri

Alan çizgilerinde görülen bu bükülmeler, orta düzleme doğru net bir kuvvet bileşeni oluşturur (Şekil 2.11). Söz konusu kuvvet bileşeni aslında odaklama yapmak ve saçılımı engellemek için gereklidir (saçaklanan alanın yararlı etkisi). Ancak manyetik alan artık düzgünlüğünü kaybettiğinden, frekans sabit kaldığı sürece Lorentz kuvvetinin merkezcil kuvvete eşitlenmesinden elde edilen aşağıdaki rezonans koşulu/frekansı (ac gerilim frekansı) eşitliği bundan sonra sağlanamaz.

$$\nu = \frac{1}{2t} = \frac{qB}{2\pi m} \quad (2.10)$$

Klasik siklotronlarda yaşanan bir diğer problem ise hızlandırılmış parçacıkların görelî davranışlarından kaynaklanmaktadır. Görelî hızlara yaklaşıldıkça mıknatis kutupları arasındaki alan çizgileri içeriye doğru bükülür, bu durumda ise manyetik alan çizgilerinde yukarıda anlatılan saçılmaya ters bir yönde bükülme görülür (kaviteye doğru). Bu nedenle mevcut manyetik alanın takviye edilmesi gerekir. Matematiksel olarak parçacık hızı \bar{v} artarken sistemin rezonans durumunu korumak için, \vec{B} manyetik alanının artırılması gerekmektedir. Böylece büyük yarıçaplarda büyük manyetik alan gereksinimi ortaya çıkmaktadır. Bu noktada yarıçapla artan manyetik alan, demet üzerinde enine yönde saçıcı (defocusing) bir etkiye sahip olur. Bu durumda odaklama, yarıçap doğrultusunda azalan manyetik alanlar veya açı ile değişen manyetik alanlar kullanılarak sağlanabilir.

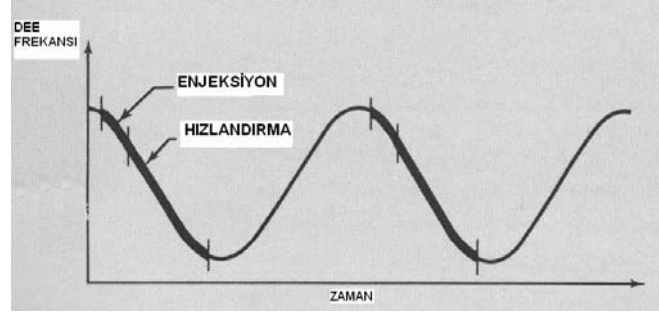
İlk klasik siklotronlar bu şekilde yarıçap doğrultusunda azalan manyetik alanlara sahip olduklarından rölativistik olmayan enerjilerde sınırlı kaldılar. Bu sebeple yüksek enerjilere ulaşılan sinkro-siklotronlar geliştirilmiştir. Sinkro-siklotronlarda yarıçap doğrultusunda azalan manyetik alanlara sahiptirler, ancak RF sisteminin frekansı, rölativistik kütle artışını telafi etmek için hızlandırıcı yörünge boyunca değişmektedir. Bu daha çok pulslu (atmalı) demetlerin elde edilmesini sağlar. Pulsu demetlerin elde edilmesi ise demet şiddetinden ödün verilmesini, şiddetin belli bir sınırdan kalması anlamına gelmektedir. Siklotronlar için ulaşılan en genel sonuçlar; yukarıdaki gibi bir siklotronun manyetik alanının homojen olması yerine, yarıçapın ve azimut açısı θ nın bir fonksiyonu olarak değişmesidir.



Şekil 2.12 Brookhaven Ulusal Laboratuvarı'ndaki (ABD) klasik siklotron

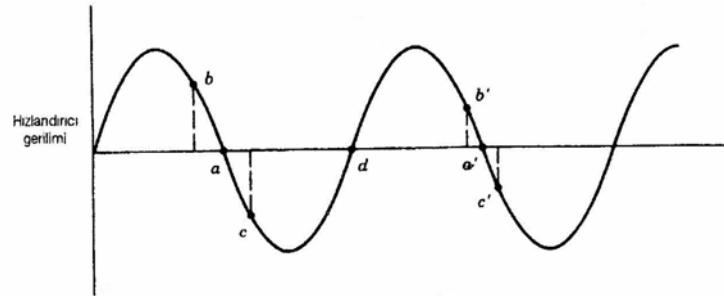
2.3.2 Frekans modülasyonlu siklotronlar (Sinkro-siklotronlar)

Klasik siklotronlarda karşılaşılan söz konusu sınırlamaların getirdiği sorunlar değişken frekanslar kullanılarak aşılmıştır. Özellikle nötron, müon ve pionların keşfi deneysel çalışmalarda daha yüksek enerjilerin kullanılması ihtiyacını ortaya çıkarmıştır. Bu amaçla sinkro-siklotron olarak adlandırılan frekans modülasyonlu siklotronlar tasarlanmıştır. Sinkro-siklotronlar ilk olarak ikinci dünya savaşı sonrasında E.M.McMillan ve V.Veksler'in teorileri üzerine tasarlanmıştır. Diğer siklotronlardan farklı olarak iki yerine, tek bir Dee kullanılmaktadır. Sinkro-siklotronlarda hızlandırma işlemi süresince yüklü parçacıklar sürücü RF sisteminin frekansındaki değişime ve enerji kazanımına karşılık gelen faz civarında salınır. Bu nedenle faz odaklamalı siklotronlar olarak da bilinirler.



Şekil 2.13 Sinkro-siklotronda Dee frekansı değişimi.

Parçacıklar frekans modulasyon periyodunun artışı süresince hızlandırılırlar (Şekil 2.13). Bu esnada parçacık kütlesi artarken manyetik alan ise azalır. Parçacıklar siklotron içerisinde gruplar halinde hareket ederler ve frekans maksimum değerden (grup merkeze yakın iken parçacıklar hafifçe hızlandırılır, bu sırada kütledeki görelî artış azdır) minimum değere (grup siklotrondan çıkmak üzereyken maksimum enerjiye ulaşılır, kütle de en büyük değerine ulaşmıştır) doğru değişir. Sinkro-siklotronların çalışma prensibinde faz kararlılığı kavramı oldukça önemlidir. Değişken frekanslı bir siklotronda sürekli bir demet elde edilmesinin mümkün olmadığı aşikârdır. Yani frekans değişken olduğu için yarım dairesel yörüngeyi kat etmek için gereken süre artık sabit bir yarım periyoda eşit değildir. Faz kararlılığı bir tür zaman odaklaması etkisi yaratır. Gruptaki parçacıklar Dee'ler arasındaki boşluğa farklı zamanlarda ulaşırlar; erken ulaşan parçacıklar bir miktar geciktirilerek, bir sonraki dönüşte grup merkezine yaklaştırılırken, geç ulaşanlar da hızlandırılarak grup merkezine doğru itilirler.



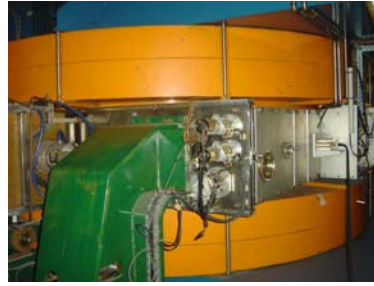
Şekil 2.14 Sinkro-siklotronlarda faz kararlılığı

Bunun ne şekilde cereyan ettiğini anlayabilmek için Şekil 2.14'deki gibi bir grubun merkezinde dönen ve hızlandırıcı gerilim sıfıra düşerken hızlandırma aralığına ulaşan bir parçacık düşünelim (a ve a¹ noktası). Böyle bir parçacık sonsuza kadar eşzamanlı yörüngede (kararlı yörünge) hareket edebilir. Grup içindeki başka bir parçacığın ise aynı noktaya biraz daha erken ulaştığını varsayalım (b ve b¹ noktası). Bu parçacık, enerjisini ve yörünge yarıçapını arttıracak bir hızlandırıcı gerilimin etkisinde kalacaktır. Fakat görelî davranış sebebiyle aynı zamanda kütlesi arttığı için yörünge frekansı azalacaktır. Parçacık frekansı azaldığından bir sonraki aralığı geçerek aynı fazdaki noktaya (yani grubun merkezine daha yakın noktaya) biraz daha geç ulaşacaktır. Benzer olarak grup merkezinden daha gerideki parçacık ise (c ve c¹) yavaşlatılacak ve kütlesindeki azalma açısal frekansını arttırarak, parçacığı bir sonraki dönüşte grubun merkezine doğru itecektir. “d” noktası ise kararsız bir noktadır. Bir grup içerisindeki parçacıklar (d'den hemen önceki ve hemen sonraki parçacıklar) eş zamanlı yörüngeye göre önce ileride, sonra daha yakın ve daha sonra arkasında kalacak şekilde salınımlar yapabilmektedirler.

Sinkro-siklotronlarda frekans azaldıkça eşzamanlı yörünge yarıçapı ile birlikte enerjide artar. Aralıktan her geçişte, azalan frekans parçacıkların eş zamanlı yörüngeye göre önde bir pozisyonda olmalarını sağlar. Bu parçacıklar faz kararlılığı etkisi ile hem hızlandırılır, hem de bir grup (paketçik) haline getirilir. Frekans modülasyonunun dezavantajı parçacıkların devirsel yörüngelerde dolanmasıdır. Bu nedenle sinkro-siklotronlar; düşük duty faktörlü, düşük ortalama demet yoğunluklu ve atmalı (pulsu) demetler oluşturur. Bir sinkro-siklotronda tekil hızlandırma sayısı az olduğu için klasik bir siklotrona göre daha çok yörünge gerekir. Gereken yörünge sayısı parçacıkların manyetik alanın merkezinden kenarına gitme süresi ile tek bir yörünge için gereken süre karşılaştırılarak kabaca (2.11) eşitliğindeki gibi bulunabilir. Burada modülasyon frekansı siklotron frekansının maksimum değerinden minimum değerine değişim frekansı olup, iyonların merkezden kenarlara gitme süresini temsil etmektedir.

$$Yörünge\ Sayısı = [toplaml\ süre / (zaman / yörünge)] \approx [yörüngesel\ frek. / modülasyon\ frek] \quad (2.11)$$

İlk olarak 1946 yılında tasarlanan, proton demeti için 200 MeV, alfa demeti için 400 MeV'e ulaşılan Berkeley'deki 184 inç'lik sinkro-siklotronda olduğu gibi, tipik bir sinkro-siklotronun frekansı 36-18 MHz arasında değişmektedir. Modülasyon frekansı 64 Hz civarında olup, haliyle yörünge sayısı 10^5 civarındadır. En büyük yörünge yarıçapında 20 MHz'lik frekansa karşılık gelen manyetik alan 2.3 T civarındadır. Frekans modülasyonlu siklotronlarda en yüksek demet enerjisine (1000 MeV) St.Petersburg/RUSYA'daki Gatchina Hızlandırıcı Merkezi'nde ulaşılmıştır. Bugün 7 adet sinkro-siklotron halen kullanımdadır.

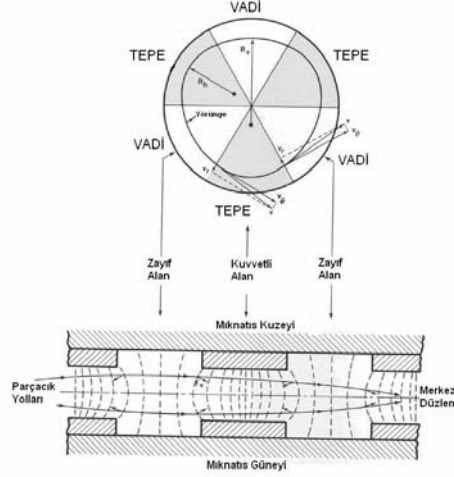


Şekil 2.15 Orsay Proton Terapi Merkezi'ndeki (Paris/Fransa) sinkro-siklotron

2.3.3 İzokron (AVF veya Sektör odaklamalı) siklotronlar

İzokron veya istikamet açısıyla değişen manyetik alanlı siklotron (Azimuthal Varied Field-AVF) konsepti ilk defa L. H. Thomas (1938) tarafından önerilmiştir. Siklotronlar ile daha yüksek enerjilere ulaşmak için bir diğer alternatif çözüm yörünge yarıçapları ile birlikte manyetik alan şiddetini arttırmak olmuştur. Böylelikle siklotronlarda rölativistik hızlarda hareket eden yüklü parçacıkların görelî kütle artışları dengelenebilmiştir. Yüksek enerjilere yani görelî hızlara yaklaştıkça siklotron içerisindeki manyetik alan çizgilerinin içe doğru bükülmeye başlaması yüzünden ortaya çıkan demet dağılımı, bu defa açı ile değişen manyetik alanlar (AVF) kullanılarak, odaklamanın iyileştirilmesi ile giderilmiştir. Bu ise ortamdaki manyetik alanın birbirini takip eden yüksek ve düşük değerli bölgelere ayrılması ile mümkün olmuştur. AVF siklotronların kararlı yörüngeleri daire şeklinde değildir. Şekil 2.16'dan görüleceği üzere parçacıklar dairesel yörüngelerde radyal salınımlar yaparlar. Yüksek ve düşük manyetik alanlı bölgeler arasında manyetik alanın bir azimut bileşeni bulunmaktadır. Bu bileşen $\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B})$

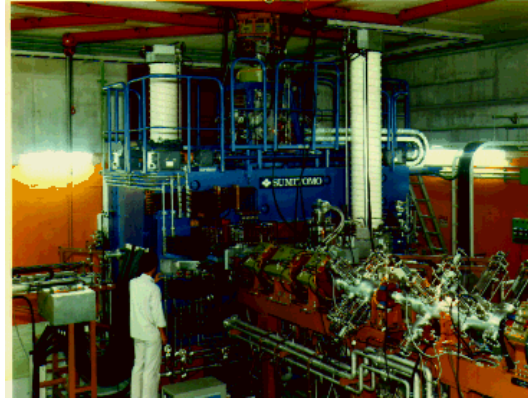
Lorentz kuvveti gereği demetin orta düzlemde odaklanmasını sağlayan bir düşey kuvvet oluşturur. Söz konusu odaklama, radyal olarak artan manyetik alanın saçılma etkisini yenecek şekilde bir tasarımı gerektirir.



Şekil 2.16 İzokron bir siklotronda yüksek ve düşük manyetik alan bölgeleri

AVF siklotronların sinkro-siklotronlara göre en büyük avantajı sürekli bir demet, dolayısıyla daha yüksek demet akımı imkânı sağlamasıdır. Parça mıknatıslı AVF siklotronlarında, yüklü parçacıklar siklotron çıkışında çakışan dönme yörüngelerine sahip olduğundan, demet şiddetindeki kayıplar sadece çıkıştaki demet kaybıyla sınırlıdır. AVF siklotronları Coulomb potansiyeli engelini aşmanın büyük bir problem olduğu ağır iyon reaksiyonları araştırmalarında kullanılmaktadır. Coulomb engelini aşılması için iyonların kütle başına 10-100 MeV arasında hızlandırılması gerekmektedir. Kütle başına m ; A kere nükleon kütle ve yükü (q); atom numarası kere elektron yükü ($q=Z.e$) olan iyonları hızlandırma enerjisi (2.12) eşitliği ile verilebilir. Anlaşılabileceği üzere K yalnızca tasarım parametreleri olan B ve R 'ye bağlı olup hızlandırılan protonların ($A=1, Z=1$) enerjisine (MeV cinsinden) karşılık gelmektedir. Daha ağır iyonlar ise Kz^2/A enerjisine kadar hızlandırılabilir.

$$K=AT/Z^2=e^2B^2r^2/2m \quad (2.12)$$



Şekil 2.17 Nishina Hızlandırıcı Merkezi'ndeki (Saitama/Japonya) izokron siklotron

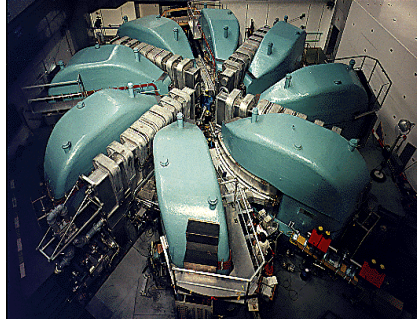
Oak Ridge izokron siklotronu (ORIC, 1962) üretilen ilk izokron siklotronudur. Farklı parçacıkları, değişik enerji değerlerinde hızlandırma yeteneğine sahiptir. Günümüzde artık ağır iyonlar ile yapılan çalışmalarda enjektör olarak kullanılan ORIC'in çapı 2 metre civarında olup, manyetik alan değeri ise 1.5–1.7 Tesla arasında değişmektedir. Hızlandırılan yüklü parçacığın cinsine (daha doğrusu kütesine) bağlı olarak siklotron frekansı 22.5 MHz (75 MeV, protonlar için) ile 3.7 MHz (145 MeV, ^{84}Kr için) arasında değişmekte ve içerisindeki manyetik alan ise üç parçalı mıknatıs bütünü tarafından üretilmektedir.

Kanada'daki TRIUMPF (Tri Universities Meson Physics Facility) grubu tarafından 520 MeV enerjiye kadar proton demeti oluşturabilen daha büyük bir AVF siklotronu tasarlanmıştır. Bu enerjilerdeki protonlar ile ikincil demet olarak; π mezonu demeti ya da onların bozunum ürünü olan müonlar üretilmektedir. Bu siklotronların en önemli özelliği negatif hidrojen iyonlarını hızlandırmasıdır. Negatif yüklü hidrojen iyonu daha sonra iki elektronunu kaybederek pozitif hale gelir. İyon demeti yük değişimi nedeniyle o ana kadar olan dairesel hareketine ters yönde bükülerek dışarıya taşınır.

İsviçre'nin Zürih şehri yakınlarında bulunan İsviçre Nükleer Araştırma Enstitüsü'ndeki (SIN) 590 MeV Enerjili AVF siklotronu (PSI-I) mezon üretimine yönelik olarak kullanılan başka bir siklotronudur.

2.3.4 Ayrılmış sektör siklotronları

Yüksek Enerji Fiziğindeki “mezon fabrikası yarışları” ayrılmış sektör siklotronlarının tasarımı ile başlamıştır. Bu siklotronların tasarımındaki esas gaye nükleer ve parçacık fiziğindeki özel deneylerde kullanılacak, 10-100 kat daha büyük akılara sahip pion ve müon demetlerini üretmektir. Siklotron tasarımında ayrılmış sektör siklotron tasarımı H.A.Willax (1963) tarafından öne sürülmüştür. Dünya üzerinde üç adet mezon fabrikası kurulmuştur. Bunlar Los Alamos'taki (USA) 800 MeV'lik lineer hızlandırıcı, Vancouver'daki (Kanada) 183-520 MeV değişken enerjili H⁻ siklotronu ve 590 MeV enerjili dairesel siklotron, PSI-II (İsviçre, 1974) ayrılmış sektör siklotronudur.



Şekil 2.18 PSI'daki (İsviçre) 590 MeV'lik ayrılmış sektör siklotronu

Ayrılmış sektör siklotronlarında, mıknatıslar arasındaki boşluklara Dee'ler yerine kuvvetli Q-RF kavitelemeler ya da rezonatörler yerleştirilmiştir. Bu durum çok daha iyi kalitede demet oluşturulmasına imkân veren yüksek hızlandırma gerilimlerine ulaşılmasını sağlayarak, demetin çok küçük kayıplarla (yüksek yoğunlukta) elde edilmesini imkânını sunmuştur (Çizelge 2.1). Daha sonraları, ayrılmış sektör siklotronlarında mıknatıslar arasındaki boşluklara flat-top RF kavitelemeler yerleştirilmiştir. Flat-top kaviteli RF sisteminin temelinde yatan düşünce; uygulanan RF hızlandırıcı gerilimin kosinüs pikini küçültmek (yassılaştırarak) hızlandırma işlemini demet paketçisindeki her bir parçacığın fazından bağımsız hale getirmektir. Günümüzde yüksek enerjili ağır iyonlar ya da yüksek akım gereken çalışmalarda halen kullanılan 11 adet ayrılmış sektör siklotronu vardır.

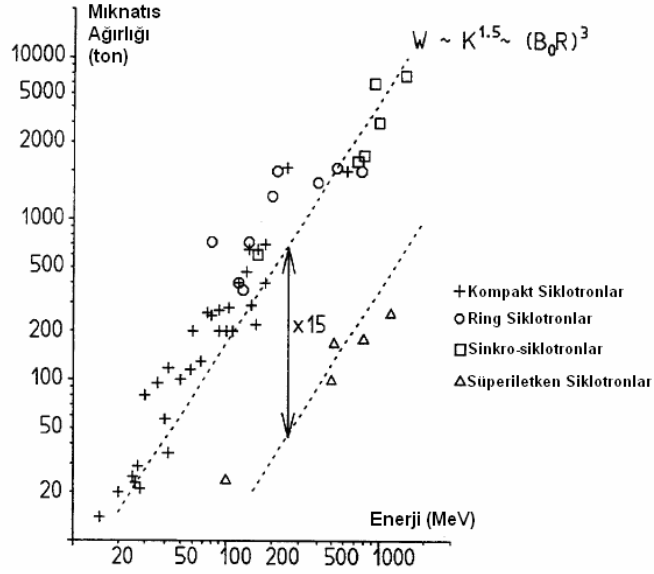
Çizelge 2.1 Ayrılmış sektör siklotronu ile bir izokron siklotronun mukayesesi

Siklotron Parametreleri	PSI-I İzokron siklotron	PSI-II Ayrılmış sektör siklotronu
Dönüş sayısı	500	100
Dönüş ayrımı	0.3-3 mm	18 mm
Mıknatıs -kutup yapısı -ağırlık -boşluk - B_{av} , B_{maks}	1 kutup, $\phi=2.5$ m 4 spiral, 55° 470 t 240/450 mm <1.6 T, 2.0 T<	4 ayr.sekt, R=3.5 spiral açısı yok 4x180 t, 35 mm 0.36 T, 1.1 T
RF sistemi -maks.hız.gerilim -frekans	180 ⁰ Dee 2x70 kV 4.6-17 MHz, 50 Hz	2 rezonatör 4x250 kV Sabit 50 Hz
İyon kaynağı -dahili -harici	katot polarize	- cusp
Enjeksiyon	14 kV eksensel enjeksiyon	870 kV ön enjeksiyonlu
Demet Parametreleri		
Enjektör Modu Proton (E, \dot{I})	72 MeV, maks. 200 μ A	72 MeV, maks. 1.6 mA
Değişken Enerji -proton -dötron -alfa -ağır iyonlar	10-72 MeV, maks. 10 μ A 10-65 MeV, maks. 10 μ A 20-120 MeV, maks. 5 μ A 130x(Z^2/A) MeV	- - - -
Normalize Emittans -yatay -dikey	2.4 π mm mrad 1.2 π mm mrad	1.2 π mm mrad 1.2 π mm mrad
Faz genişliği	16 ⁰ -40 ⁰	12 ⁰
Enerji dağılımı(FWHM)	% 0.3	% 0.2

2.3.5 Süperiletken siklotronlar

Süperiletkenliğin keşfi ve süperiletken mıknatısların üretilmesi ile birlikte, siklotronlarda kullanılıp kullanılmayacağı sorusu gündeme gelmiştir. Süperiletken siklotronlardan ilk demet H. G. Blosser tarafından East Lansing uluslararası süperiletken siklotron laboratuvarında (ABD, 1982) elde edilmiştir. Burada demetin elde edilmesinde kullanılan K=500 süperiletken siklotronu GANIL'deki klasik siklotronla mukayese edildiğinde yörünge yarıçapı 300 cm yerine 67 cm, mıknatıs ağırlığı ise 1700 ton yerine 100 tondur. Yani 15 kat daha düşük kütledeki süperiletken mıknatıslar (niobyum-titanyum) aynı demet kalitesi (70 MeV) yakalanmıştır (Şekil 2.19).

Hastanelerdeki medikal uygulamalarda kullanılan hızlandırıcılar için küçük hacim ancak yüksek enerji kriteri oldukça önemlidir. Bu kapsamda Harper Hastanesi'nde (Detroit /USA) 50 MeV enerjili dötron siklotron bir süperiletken siklotronudur. Hali hazırda Paul Scherrer Enstitüsü'ndeki (Villigen/İsviçre) 250 MeV enerjili süperiletken siklotronu farklı yörünge kanallarıyla kullanılabilen çok özel bir siklotronudur.



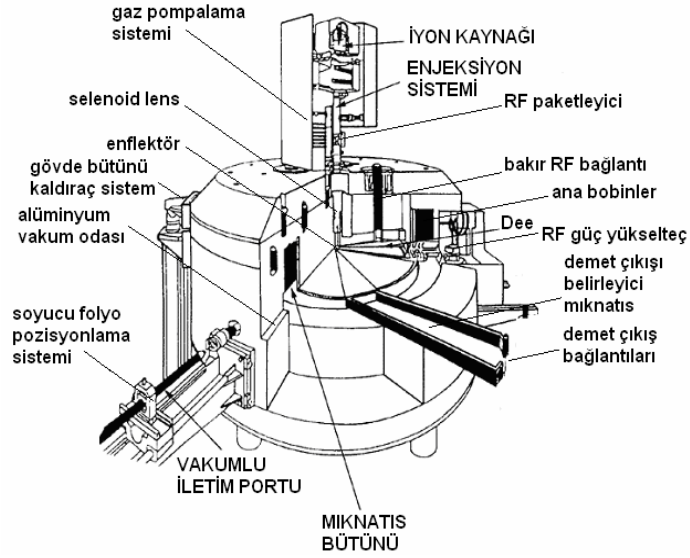
Şekil 2.19 Süperiletken siklotronların diğer siklotronlar ile ağırlık ve enerji mukayesesi



Şekil 2.20 MSU'daki (ABD) K500 süperiletken siklotron

2.4 Siklotron Tipi Bir Hızlandırıcının Alt Sistemleri ve Çalışması

2.4.1 Genel özellikler



Şekil 2.21 30 MeV'lik bir siklotronun ana bölümleri

İzotop üretim amaçlı hızlandırıcı tesislerde; genellikle enerjileri 15-30 MeV arasında değişen ve çıkış akımı maksimum 350 mikroamper olan kompakt yapılı siklotronlar kullanılmaktadır (Şekil 2.21).

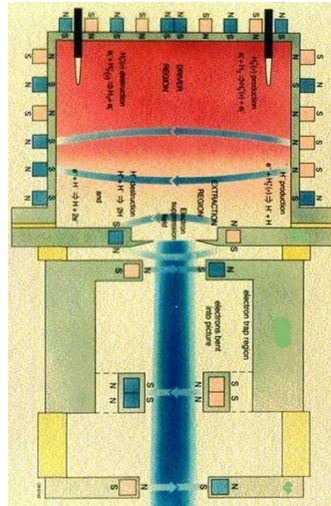
Çizelge 2.2 30 MeV'lik bir siklotronun teknik özellikleri

Oluşturulan iyon türü	H ⁻
Hızlandırılan iyon türü	H ⁺
Enerji	15-30 MeV
Demet yoğunluğu	Max 1,2 mA
Eş zamanlı demet sayısı	2
Güç tüketimi	170 kW
Dee sayısı	2
Sektör sayısı	4
Mıknatis gücü	0.12-1.7 Tesla
Mıknatis ağırlığı	45 + 4 ton
Dee gerilimi	50 kV
İyon kaynağı	Harici MULTICUSP

2.4.2 İyon kaynağı sistemi

Siklotron kavitesi içerisinde hızlandırılacak olan hidrojen iyonlarının elde edilmesi için kullanılan hidrojen gazı, mekanik pompa ile takviye edilmiş, üzerinde soğutucu su kanalları bulunan harici bir difüzyon pompası ile iyon kaynağı sistemine basılır. Harici iyon kaynağı sisteminde bulunan tungstenden yapılmış flamanın sabit bir gerilim uygulanarak flamanın üzerinden geçen akım artırılarak içeride bulunan hidrojen gazı ısıtılmaya başlanır. Isıtılan flamandan ortama çok sayıda elektron salınarak gaz içerisinde bir ark oluşturulur. Bu elektronlar, harici iyon kaynağı sistemine uygulanan ayrı bir gerilim vasıtasıyla odacığın duvarlarına doğru hızlandırılırlar. Elektronlar gaz molekülleri içerisinde geçerken; pozitif iyonlar, negatif iyonlar ve elektronlardan meydana gelen bir plazma yapının oluşmasına sebep olurlar.

İyon odacığının duvarlarına yerleştirilmiş güçlü ve kalıcı manyetik özellikli samaryum kobalt mıknatıslar tarafından oluşturulan manyetik alan, serbest kalan elektronları, aynı zamanda odacığın duvarlarından uzakta tutarak daha çok gaz molekülü ile tekrar tekrar etkileşmesini ve oluşan plazmanın artmasını temin eder (Şekil 2.22). Ayrıca manyetik alan plazmanın odacığın merkezine doğru, demet çıkış ekseni boyunca hareket etmesine de yardımcı olur.



Şekil 2.22 30 MeV'lik bir siklotronun iyon kaynağı sisteminin şematik gösterimi

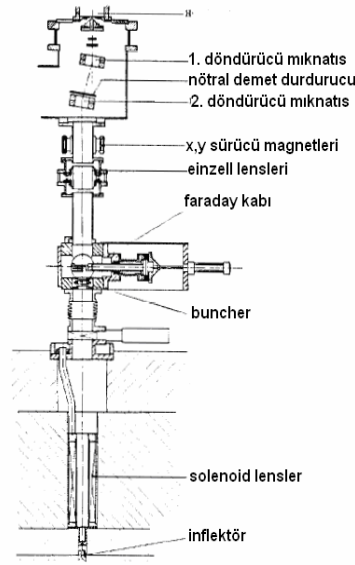
Plazma içerisindeki negatif yüklü hidrojen iyonları, buldukları plazma bölgesinden daha sık ve düzenli bir demet haline gelecekleri, iyon kaynağı sisteminin alt kısmındaki odaklayıcı ve hızlandırıcı bölgeye yönlendirilir (plazmanın dışına doğru yönlendirilen elektronlar, yine aynı mıknatıslar ile plazma içerisine geri döndürülürler). Plazma bu bölgeye girerken ilk olarak elektron durdurucu düzleme (electron supressor plane) ulaşır, burada plazma içerisindeki elektronların çoğu süzülür. Plazma daha sonra birinci plazma gridinden geçirilerek ilk elektrostatik odaklamaya tabi tutulur. Müteakiben elektron tuzaklama bölgesine ulaşır. Burada plazma içerisinde kalan son elektronlar da yakalanarak, geriye kalan H^- iyonları iki plazma gridinden daha süzülür ve başlangıç odaklaması yapılmış bir şekilde enjeksiyon hattına aktarılır.



Şekil 2.23 30 MeV'lik bir siklotronun iyon kaynağı sistemi (Harici Multicusp)

2.4.3 Enjeksiyon hattı

Enjeksiyon hattına aktarılan H^- iyonları, hareketleri sırasında manyeto optik elamanlar ile yönlendirilir, elektrostatik lensler ile de odaklanır(Şekil 2.24). İyon kaynağından çıkan H^- iyonları ilk olarak, iyon kaynağının çıkışına yatayla 15° açı yapacak şekilde yerleştirilen iki adet döndürücü (deflection) mıknatıs vasıtasıyla uygun açığa getirilerek enjeksiyon hattına sokulur. Enjeksiyon hattına sokulan H^- demetinin ilk hizalaması (düzenlemesi), bir tanesi demetin yatay, diğeri ise düşey hareketini kontrol eden, X ve Y doğrultularına yerleştirilmiş iki adet yönlendirici mıknatıs ile yapılır. Yönlendirici mıknatısları geçtikten sonra, elektrostatik Einzell lenslerine ulaşan düşük enerjili H^- demetinin burada zayıf odaklama işlemi yapılır.



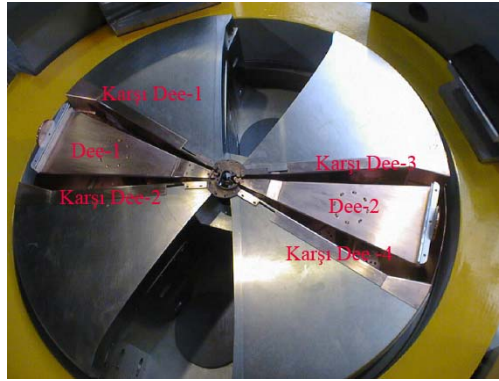
Şekil 2.24 30 MeV'lik bir siklotronun enjeksiyon hattı ve bölümleri

Buraya kadar olan kısımda eksensel enjeksiyon hattındaki basit odaklama işlemi tamamlanmış olur. Daha sonra H^+ demeti su soğutmalı, bakır levhali faraday kabına (faraday cup/viewer) gelir. Burada H^+ demetinin istenen yoğunlukta olup olmadığı öğrenmek amacıyla akım değeri ölçülür. Şayet akım uygun değerde değilse, demetin siklotron kavitesine girişi faraday kabı tarafından engellenir. Siklotron içerisindeki hızlandırıcı kuvvetlerin doğası nedeniyle hiçbir zaman sürekli bir iyon akışı sağlanamaz. İyon akışını sürekli hale getirmek için paketleyici (buncher) olarak adlandırılan donanımlar enjeksiyon hattına yerleştirilmiştir. Paketleyici uygulanan alternatif gerilim sayesinde yavaş iyonları hızlandıran, hızlı iyonları ise geciktiren elektrotlardan oluşur. Faraday kabından paketleyiciye gelen H^+ iyon demetleri (farklı hızlarda iyonlar vardır) siklotron kavitesindeki hızlandırma işlemi öncesinde en uygun durum için gruplandırılır. Yani H^+ iyonları odaklanarak birbirlerine paralel hale getirilir. Paketleyici parçacık demetleri siklotron kavitesine girdiğinde, doğru anda ve konumda hızlandırılabilirler diye, hızlandırma voltajı ile eş zamanlı olarak çalışır. Paketleyici siklotron kavitesine giren parçacık sayısını arttırmak için iyon demetindeki parçacıkların hızını da arttırmaktadır. Enjeksiyon verimini % 350 oranında yükseltirler. Son olarak solenoid glazer lensler (manyetik lensler) gelen demete yaklaşık 1000 Gauss'luk bir manyetik alan ile kuvvetli bir odaklama yaparak, demetin siklotron kavitesinde hızlandırabilmesi istenen seviyede odaklanmasını tamamlamış olurlar.

Enjeksiyon Hattından aşağıya doğru hareket eden H^- iyon demetinin hızlandırma işleminin yapılacağı siklotron kavitesine aktarımı elektrostatik enflektörler vasıtasıyla olur. Özel şekilli iki adet elektrottan meydana gelen enflektör sistemi, gerçekte iyonları makinenin orta düzlemine yönlendiren, döndürücü ve eğici bir elektrostatik kanaldır. Odaklanan iyonlar enjeksiyon hattının en altına kadar düşey olarak hareket ederler. Ancak iyonlar siklotron kavitesinin içerisinde yatay doğrultuda, spiral bir yörüngede hareket edeceğinden, enjeksiyon hattının en altına yerleştirilen bu enflektör vasıtasıyla düşey durumdan yatay hale bükülürler. Enflektör, demeti yalnızca yatay düzlemde bükmek ile kalmayıp, aynı zamanda kavitede izlenecek yatay spiral yörüngenin başlangıcına yönlendirir.

2.4.4 Kavite

Enflektör sistemi tarafından siklotron kavitesinin merkezine aktarılan H^- demeti bir manyetik-elektrik alan kombinasyonu etkisinde kalır.



Şekil 2.25 30 MeV'lik bir siklotronun kavitesi

Kavite merkezine girişten hemen sonra iyonlar Dee olarak isimlendirilen elektrotlara uygulanan RF gerilimin yarattığı güçlü ve değişken elektrik alanlar vasıtasıyla, yerine göre itilerek ya da çekilerek hızlandırılırlar.

Negatif yüklü demet iyonları bir Dee'ye yaklaşmaya başladığında, Dee voltajı pozitif olarak değiştirilerek negatif yüklü iyonların Dee tarafından çekilmesi sağlanır. İyonlar Dee'yi

geçtiğinde ise Dee gerilimi negatife dönüştürülerek aynı iyonun itilmesi sağlanır. Dee'ler arasındaki bölgelerde ise iyonlar sabit hızdadır. Dee'ler içerisinde bu iyonlara net bir elektrik alan etkisi olmaz, sadece eylemsizlik hareketi ve manyetik alan etkisinden kaynaklanan yörüngesel hareket söz konusudur. Parçacıkların hareketleri saat istikametinin tersi yönündedir.

30 MeV enerjili bir siklotronda; 30 derecelik 2 adet Dee bulunmaktadır. Siklotron kavitesi içerisinde 2 adet Dee olduğu için iyonlar dolanım başına toplam 4 defa hızlandırma veya tetiklemeye uğrarlar (15-30 MeV enerjili bir siklotronda elektrik alan negatif yüklü hidrojen iyonunun yörüngesel yolu boyunca dört defa devir gösterir). Dee ve karşı Dee olarak adlandırılan kısımlar arasında kalan ve hızlandırıcı bölüm olarak adlandırılan 4 farklı bölgeden her geçişte, iyon demetleri Dee'lere uygulanan RF hızlandırıcı geriliminin oluşturduğu elektrik alanın etkisiyle dairesel hareketlerinin yarıçapı ile enerjilerini arttırlar. Bu, iyonların gittikçe hızlanmasına neden olur. Ancak bir dolanım için geçen süre sabittir; çünkü yörünge hızı arttıkça alınan açısal yolda artmaktadır.

Mıknatısların tepe bölümünde yüksek, çukur bölümde düşük manyetik alan oluşturabilen 4 kademeli Derin Vadi (deep valley, Şekil 2.26) olarak adlandırılan yapısı, hızlandırma işlemi boyunca iyon demetinin odaklanmış bir şekilde kalmasını ve demet kayıplarının azaltılmasını sağlar.



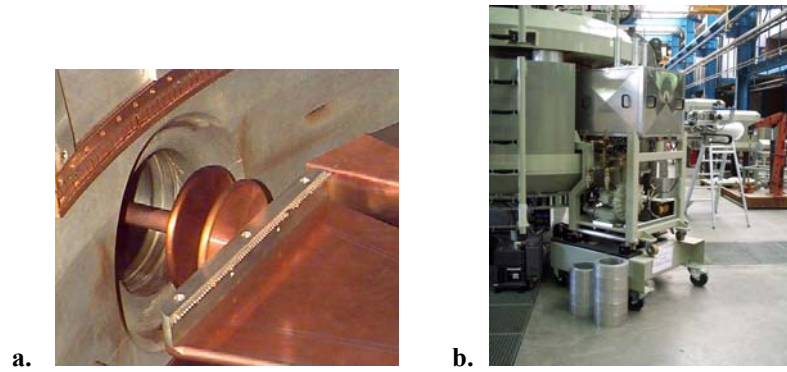
Şekil 2.26 30 MeV'lik bir siklotronun Dee boşluğu

Şayet siklotron kavitesi içerisinde bu şekilde kuvvetli bir manyetik alan olmasaydı; iyonlar ilk Dee'yi geçip belli bir miktar enerji kazandıktan sonra siklotronun iç

duvarlarına çarparak saçılırlardı. Manyetik alan kuvveti ile merkezci kuvvet arasındaki denge, iyonların siklotron merkezi etrafında dairesel yörüngede dolanmasını sağlar (senkronizasyon). Parçacıkların bu devirsel hareketinin sürekli değişen elektrik alanına bağlı olarak, eş zamanlı olması oldukça önemlidir. Dee'ler iyonların hareketine uygun yüklerle yüklenmezler ise hızlandırma yetersiz olacak, hatta aynı yükler birbirini iteceğinden iyonlar yavaşlayarak aksine enerjilerini kaybedeceklerdir. Elektrik alanın frekansı iyonun yörünge hızına eş olmak zorunda değildir. Kesin olan tam katı olması gerektirir. Sonuç olarak, düşük basınçlı vakumlu bir ortamda giderek hızlanan demet, merkezden dışarıya doğru bir spiral çizerek, hızını demet çıkış yarıçapına kadar en büyük değerine çıkarır.

2.4.5 RF sistemi

RF sistemi, iyonların yörünge frekansı ile iyonların hızlandırılmasını belirleyen devreler bütünüdür. Başlangıçta RF sistemi, siklotron kavitesindeki Dee'lere kısa süreli olarak düşük güçlerde RF yüklemeleri yapar. Ancak daha sonra bu güç yüklemeleri, normal çalışma için uygulanan RF gücüne ulaşılan kadar giderek artar. RF sisteminde; sıcaklık, demet akımı ve vakum basıncı gibi parametrelerde çoğunlukla dalgalanmalar görülmektedir. Sistem kendini bu koşullara göre otomatik olarak ayarlayabilir.

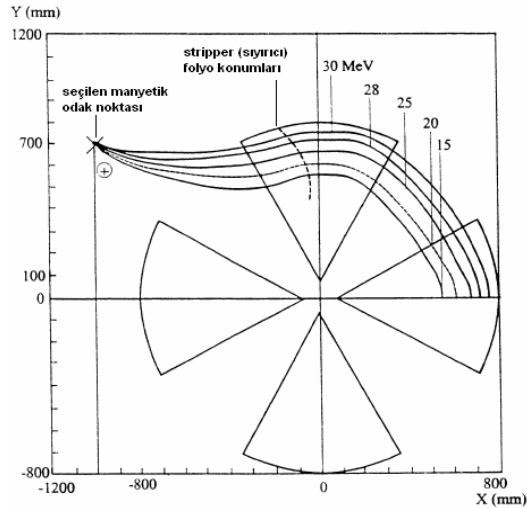


Şekil 2.27 30 MeV'lik bir siklotronun RF Sistemi:

- a. Dijital kontrollü RF ünitesi
- b. RF elektrot/Dee bütünü

2.4.6 Demet çıkış (Ekstraksiyon) sistemi

Siklotron kavitesi içerisinde merkezden dışarıya doğru spiral bir yörünge izleyerek hareket eden H^- iyonları istenen enerji seviyesine karşılık gelen demet çıkış yarıçapına kadar hızlandırılırlar. Demet çıkış sistemine ulaşan iyonlar, buradaki sıyrıcı ince karbon folyolara (stripper carbon foil) çarparlar. Burada karbon atomları ile esnek olmayan çarpışmalar yapan H^- iyonlarından iki elektron sıyrılarak H^+ iyonları (proton) elde edilir. Sıyrıcı folyolar siklotron kavitesinin merkez düzleminde, minimum (iç) ve maksimum (dış) yarıçaplar arasında, belli radyal mesafelere yerleştirilirler. Radyal pozisyon ayarı parçacıkların demet çıkış enerjisini belirler. Büyük yarıçap iyonların hızlandırılabilmesi daha yüksek enerji demektir. Folyolar siklotrona servomotor kontrollü bir kol vasıtasıyla yerleştirilir veya konumları değiştirilir. Ayrıca bu sıyrıcı folyoların açıları, elde edilen H^+ iyonlarının aynı dış noktada odaklanmasına yardım edecek şekilde ayarlanır. Sıyrılan elektronlar karbon folyoda tutularak, başka bir konuma aktarılır (topraklama). Sıyrıma noktasında parçacık yükünün negatiften pozitifliğe değişmesi; parçacıklar üzerine etkiyen eğici kuvvetin yönünü değiştirerek, bu sefer parçacığın dışarıya doğru bükülmesini sağlar. Böylece parçacıklar siklotron kavitesindeki demet çıkış noktasına doğru aynı kuvvet büyüklüğü ile (parçacık üzerine etkiyen manyetik alan ile onun oluşturduğu kuvvetin büyüklüğü sabittir) bükülerek odaklanır (Şekil 2.28).



Şekil 2.28 30 MeV'lik bir siklotronun demet çıkış yörüngeleri



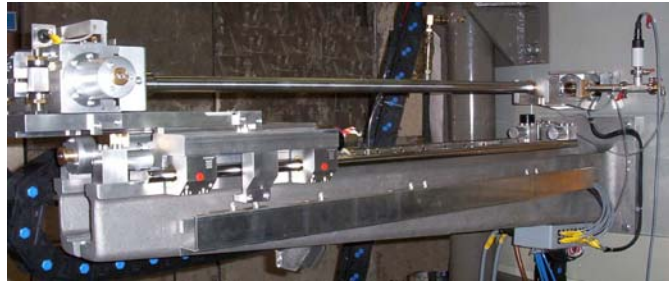
Şekil.2.29 30 MeV'lik bir siklotronun demet çıkış noktası

H^+ demeti bu noktadan ayırıcı (stripping) mıknatıslar ile dışarıya doğru yönlendirilir.



Şekil 2.30 30 MeV'lik bir siklotronun ayırıcı (stripping) mıknatısı

Son olarak H^+ demeti vakumlu bir porttan geçirilerek, demet taşıyıcı yolu ile ana demet hattına aktarılır. 30 MeV enerjili örnek bir siklotronda iki adet stripper bulunmaktadır. Bu nedenle aynı anda iki parçacık demeti elde edilebilmektedir.



Şekil 2.31 30 MeV'lik bir siklotronun vakumlu iletim portu

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1 Materyal

Çalışma sırasında kapsamlı bir literatür taraması yapılmıştır. Bu amaçla konu ile ilgili değişik bilgi kaynakları irdelenmiş, CERN Accelerator School (CAS) yayınlarından, siklotron ve uygulamaları üzerine yapılan uluslararası konferans raporlarından faydalanılmıştır.

3.2 Yöntem

TAEK Proton Hızlandırıcı Tesisi için yapılan araştırmalarda 30 MeV enerjili bir ticari siklotronun temel özellikleri esas alınarak, örnek laboratuarlara ait teknik tasarım raporları ve fizibilite çalışmaları incelenmiştir. Değişik tesislere ait broşür, katalog ve el kitaplarından yararlanılarak, gerekli şekil ve çizimler oluşturulmuştur.

Siklotronların radyoizotop üretiminde kullanımına ilişkin düzenlenen seminer, çalıştay notları ile sonuç raporlarından faydalanılmış, ilgili resim ve şekiller sunulmuştur. Radyoizotop üretimi ile ilgili çeşitli fiziksel ve kimyasal bilgilerin verildiği (kitap, makale vb.) kaynaklar etüt edilerek, üretim süreçleri şekil ve tablolar anlatılmıştır.

4. BULGULAR ve TARTIŞMA

4.1 Siklotron Tipi Hızlandırıcıların Uygulama Alanları

4.1.1 Radyoizotop üretimi

İlk olarak bir siklotron kullanılarak; fosfor, demir, arsenik ve sülfür elementlerinin medikal amaçlı radyoizotoplarının üretimi 1941 yılında gerçekleştirilmiştir (Washington Üniversitesi). 1960'ların başında pozitron yayıcı radyoizotopların organik bileşikler ile bağlanmasıyla radyoaktif etiketleyiciler keşfedilmiştir. 1966 yılında, TerPogossian ve Wagner tarafından ilk defa ^{11}C izotopunun radyoaktif etiketleme amaçlı olarak kullanılmasıyla başlayan süreçte, günümüzde değişik parçacık hızlandırıcıları kullanılarak üretilen pek çok radyoizotop bulunmaktadır. Radyoizotoplar daha çok pozitif ve negatif yüklü parçacık hızlandıran siklotronlar ile üretilmektedir. Siklotronlar kullanım amacına göre farklı boyutlarda ve özelliklerde tasarlanmaktadır. Günümüzde TRIUMF'da bulunan 650 MeV'lik siklotron (Vancouver/Kanada) değişik türlerdeki radyoizotopların üretildiği ve deneysel uygulamaların da yapıldığı bir örnektir.



Şekil 4.1 TRIUMPF'daki (Vancouver/Kanada) 650 MeV'lik ayrılmış sektör siklotronu

Siklotron tipi hızlandırıcılarda proton (p), döteron (d), trityum (^3_1H), alfa (^4_2He) gibi yüklü parçacıklar bir demet haline getirildikten sonra, taşıyıcı demet hattı vasıtasıyla bir hedef malzeme üzerine gönderilirler. Hedef malzeme atomları ile etkileşen hızlandırılmış iyonlar enerjilerini hedef atomuna aktarırlar. Böylece kararlı durumdaki hedef atomu çekirdekleri uyarılarak radyoizotoplar (kararsız izotop) elde edilir.

Radyoizotoplar etkileşme işleminden sonra, işlenmek üzere ışınlama istasyonlarından sıcak hücrelere (hot cell) taşınır. Taşıma işlemi emniyetli ve hızlı bir biçimde yapılmalıdır. Bu nedenle otomatik ya da elle kontrol edilebilen sistemler kullanılmaktadır. Alınacak doz ve emniyet kriterleri nedeniyle çoğunlukla otomatik taşıma sistemleri tercih edilmektedir. Yaygın olarak kullanılan taşıyıcı sistemler; katı hedefler için rabbit/konveyör tipi donanımlar, sıvı ve gaz hedefler için ise paslanmaz çelik borulardır.

Radyoizotop üretimleri için bilgisayar donanımlı otomatik kontrol sistemleri gerekmektedir. Sistemin yarı/tam otomatik seçenekleri, üretim sürecinin yüksek güvenilirlikli olmasını ve istikrarlı bir ürün kalitesini sağlamaktadır. Dahası hedefin ve hedefteki radyoaktif kimyasalların uzaktan işlenebilmesiyle (yükleme, boşaltma) ilgili personelin gereksiz doz alması önlenir.

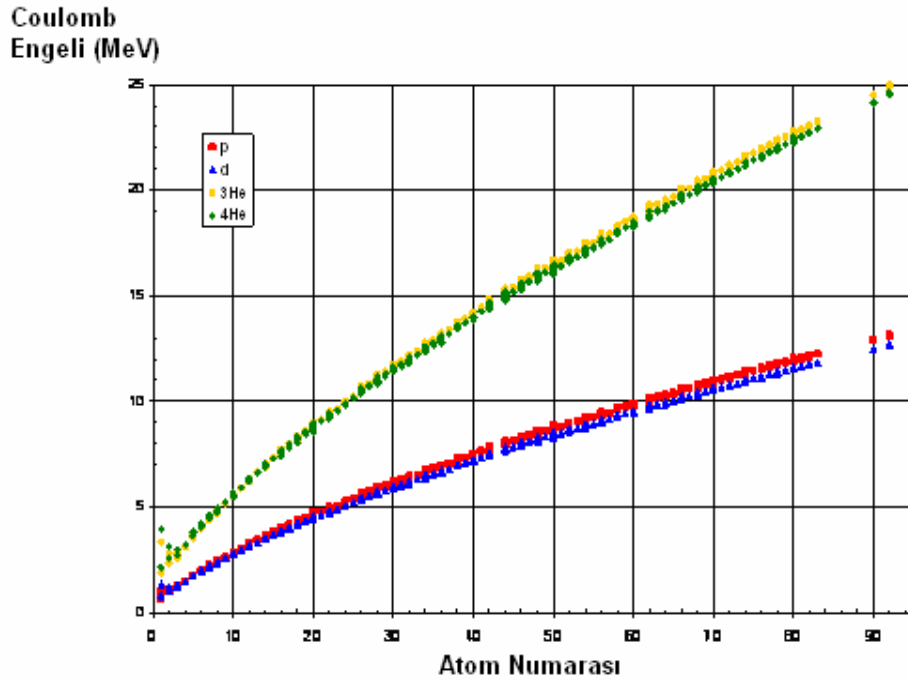
Hedef malzeme içerisinden aktif hale getirilen radyoizotoplar değişik kimyasal ve fiziksel yöntemler kullanılarak hedef malzeme bütününden ayrılabilir. Örneğin katı bir hedef öncelikle uygun bir asit veya alkali çözücü içerisinde çözülür. Çözülme işleminin ardından radyoizotop çöktürme, destilasyon (damıtma), solvent ekstraksiyon, iyon değişim, jel kromatografi gibi değişik kimyasal yöntemler ile hedef çözelti içerisinden çekilip ayrılır.



Şekil 4.2 NTP'deki (G.Afrika) tipik bir sıcak hücre (Hot-Cell)

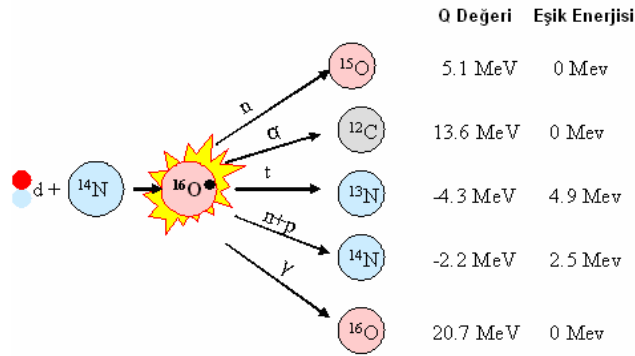
4.1.1.1 Nükleer esaslar ve hedef malzeme ışınlaması

Hızlandırıcılara dayalı radyoizotop üretiminde iki husus oldukça önemlidir. Siklotrondan elde edilen demet, radyoizotop üretimi için gereken nükleer reaksiyonu oluşturacak enerjiye ve istenilen reaksiyon verimi sağlayacak yoğunluğa sahip olmalıdır. Yüklü parçacık ile çekirdek çarpıştırıldığında çarpışma enerjisi; eşik ve uyarma enerjilerini yenmek için kullanılır. Şayet çarpışmanın kütle merkezi enerjisi, Coulomb engelinden daha düşük enerjide ise reaksiyon oluşmaz. Siklotron bazlı radyoizotop üretimlerinde çarpışma enerjisinin $B=Zze^2/r$ den büyük olması gerekir (Evans 1955). Burada Z ile z; her iki parçacığın atom numarası, e^2 ; yükün karesi, r; cm cinsinden aradaki mesafedir. Örneğin siklotronlarda bazı parçacıklar için (p, d, ^3He , ^4He) Coulomb engelini enerji değerleri atom numarasının bir fonksiyonu olarak Şekil 4.3’de verilmektedir. Aslında üretim reaksiyonları kuantum tünelleme olayı nedeniyle daha düşük enerjilerde gerçekleşmektedir.



Şekil 4.3 Siklotron üretimli bazı parçacıklarda Coulomb engeli enerjisi

Şayet çarpışma reaksiyonu ısı alan bir reaksiyon ise gelen demet enerjisi reaksiyon için gerekenden daha yüksek olmalıdır. Bu farka Q değeri denir. Bu durumda eşik enerjisi Coulomb engeli enerjisi ile Q'nun toplamına eşittir. Şayet reaksiyon ısı veren bir reaksiyon ise Q değeri pozitifdir ve eşik enerjisi sadece Coulomb engeli enerjisine eşittir. Şekil 4.4'de ^{14}N bir hedefin döteron ile reaksiyona girmesi için gereken Q ve eşik enerjisi değerleri görülmektedir.



Şekil 4.4 ^{14}N hedefin döteron ile çekirdek reaksiyonları

Tesir kesitleri :

Tesir kesitleri nükleer reaksiyon sonucunda bileşik (uyarılmış) çekirdeğin oluşma olasılığıdır. Genellikle uyarım fonksiyonu olarak da adlandırılmaktadır. Bu fonksiyon bir siklotron ile üretilen radyoizotop miktarını ve hedef malzemedeki diğer radyoizotopların kontaminasyon seviyesini belirler. Nükleer reaksiyon modeline göre birbirlerine doğru gelen iki küre (tesir küreleri-touching spheres) ancak birbirlerine değerse reaksiyon gerçekleşir. Bu canlandırmada, reaksiyon olasılığı her iki kürenin yüzey alanları ile orantılıdır. Toplam tesir kesiti aşağıdaki eşitlik ile verilmektedir.

$$\sigma_R = \pi r_0^2 (A_p^{1/3} + A_T^{1/3})^2$$

Bu hesaplamamanın birimi barn'dır ($r_0 \approx 1.6 \text{ fm}$). Bir nötronun hedef ile etkileşme olasılığı çekirdek yüzeyinin alanı ile orantılıdır ve hedef ile etkileşen nötronun büyüklüğü de yaklaşık 1 barn kadardır ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$).

Nükleer bir reaksiyonun enerjisi, Coulomb engeli ile Q değerini aşmak için gereken enerjiden düşük ise (tünelleme olayı hariç) nükleer reaksiyon oluşmaz. Engelin altındaki enerjilerde reaksiyon olasılığı düşüktür.

Nükleer reaksiyon için ihtiyaç duyulan enerji hedef malzemenin atom numarası arttıkça artar. Küçük atom numaralı hedef malzemeler için düşük enerjili hızlandırıcılar kullanılabilir, ancak yüksek atom numaralı malzemeler için parçacık enerjisi yüksek olmalıdır (Deconninick 1978).

Enerji değişimi:

Bir hedefin yüklü bir parçacık demeti (proton demeti) ile bombardımanı süresince, demet enerjisi hedef madde içerisinde yaşanan elastik çarpışmalar, atomik uyarımlar ve iyonizasyonlar nedeniyle giderek azalır. Rölativistik hızlarda yaşanan bu enerji azalmaları “Bethe” olarak adlandırılan fiziksel model vasıtasıyla hesaplanabilmektedir. Enerji azalımını mm başına MeV olarak veren söz konusu formül (Ziegler,1999):

$$\frac{dE}{dx} = -4,58x10^{-12} \frac{NZ}{v^2} \ln(1,82x10^{-30} v^2 / I) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2$$

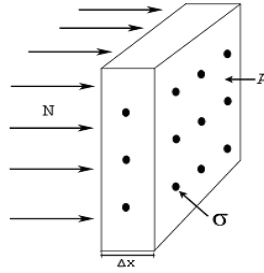
- N** : hedef malzemedeki bulunan birim hacimdeki atom sayısı
Z : hedef malzemenin atom numarası
v : yüklü parçacığın (protonun) hızı
I : hedef malzemenin etkin iyonizasyon potansiyeli
 β : görelilik sabiti (v/c)

Durdurma gücü:

İzotop üretiminde aktivite yüklemelerinde önemli bir parametre de hedef malzemenin durdurma gücüdür. Durdurma gücü hesaplamaları aynı zamanda, iyon demetinin (proton) hedefte tamamıyla soğurularak, hedefi soğutmada kullanılan sıvıya (çoğunlukla su) ulaşmaması için gereken hedef altlığı (Örneğin Talyum için Bakırdır) kalınlığının yaklaşık hesabı için de kullanılmaktadır.

Radyoizotop üretim hızı:

Radyoizotop üretim hızı enerjinin fonksiyonu olan tesir kesiti büyüklüğüne, gelen parçacık enerjisine, gelen parçacık yoğunluğuna (demet akımı), parçacıkların çıkış enerjisini belirleyen hedef kalınlığına (cm^2 'deki çekirdek sayısı), ışınlama süresine ve elde edilen radyoizotopun yarı ömrüne bağlıdır.



Şekil 4.5 Hedef malzeme atomlarının bombardmanı

Radyoizotop üretim hızı aşağıdaki eşitlik ile tanımlanmaktadır.

$$-\frac{dn}{dt} = R = NI(1 - e^{-\lambda t}) \int_{E_G}^{E_C} \frac{\sigma(E)}{dE/dx} dE$$

- R** : birim zamanda üretilen radyoizotop sayısı
- N** : hedef malzeme atomu sayısı ($\text{parçacık}/\text{cm}^2$)
- I** : birim zamanda gelen parçacık akısı (demet akımına bağlı)
- λ** : radyoaktif bozunum sabiti ($\ln 2/t_{1/2}$)
- t** : ışınlama süresi
- σ** : reaksiyon tesir kesiti veya etkileşim olasılığı (cm^2 'de), enerjinin fonksiyonudur
- E** : gelen parçacığın enerjisi
- dx** : parçacığın hedef malzeme içinde aldığı yol

Birim zamanda meydana gelen reaksiyon sayısı aşağıdaki eşitlikten faydalanarak da yaklaşık olarak hesaplanabilir (Deconninick 1978). Pratikte hedef malzeme kalınlığı, tesir kesiti sabit alınabilecek kadar ince olabilir (folyo). Böyle hedeflerde $N_A \times ds$; 1 cm^2 'lik yüzeydeki hedef atomu sayısına karşılık gelir

$$dn = N_A I_0 ds \Phi_{ab}$$

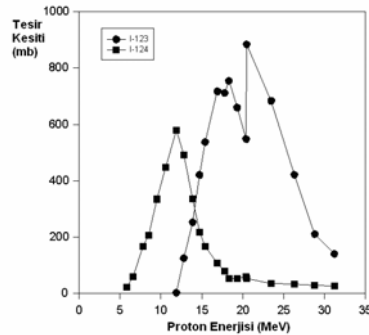
- dn** : birim zamanda meydana gelen reaksiyon sayısı
I₀ : birim zamanda hedef üzerine gelen parçacık sayısı
N_A : hedef çekirdek sayısı (parçacık/gram)
ds : hedef malzeme kalınlığı (gram/cm²)
Φ_{ab} : tesir kesiti (cm²)

Hedef malzemede zenginleştirme yapılsa veya üretim sırasında hassas enerjiler kullanılsa dahi radyoizotopik safsızlıkları önlemek mümkün değildir. Hedef malzeme saf değilse birim yüzeyde oluşan bileşik çekirdek sayısı aşağıdaki formülle verilir.

$$N_A = \frac{F_A CT}{A_A}$$

- F_A** : izotopik bolluk oranı
C : hedef malzemenin ağırlığı
T : avagadro sayısı
A_A : hedef çekirdeğin atomik kütle numarası

Ancak üretim sırasındaki bu safsızlıkları minimuma indirmek olasıdır. Örneğin Şekil 4.6'da görüleceği üzere ¹²³I üretiminde yaşanan ¹²⁴I safsızlıklarını en aza indirmek için, ¹²⁴I üretiminin en az olduğu enerji değerinde üretim yapılabilir. Bu durumda kullanılan proton enerjisi 20 MeV'den fazla olmalıdır.



Şekil 4.6 ¹²⁴T hedeften ¹²³I ve ¹²⁴I eldesi sırasında tesir kesiti değişimi

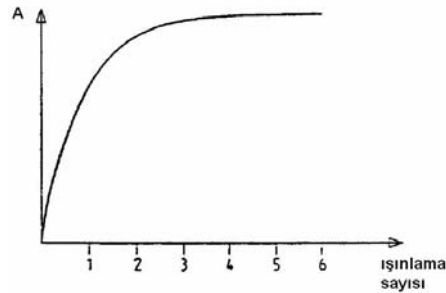
Doyum faktörü:

Radyoizotop üretim hızı, üretilen izotopun radyoaktif olması ve doğası gereği bozunuma uğraması nedeniyle etkilenmektedir. Elbette ki, kısa yarı ömürlü çekirdekler için yeterince uzun ışınlama süreleri kullanılarak radyoizotop oluşum hızı ile bozunum hızı arasında bir denge kurulabilir. Bu denge noktası doyum noktası olarak adlandırılır. Doyum noktasına ulaşılan bir üretimde; ne kadar ışınlama olursa olsun üretim hızı bozunum hızına eşittir ve artık daha fazla üretim gerçekleşmez. Bu durumdaki radyoizotop oluşum hızı aşağıdaki eşitlik ile verilmektedir.

$$R = \frac{N\lambda}{(1 - e^{-\lambda t})}$$

- R** : çekirdek oluşum hızı (dN/dt)
N : en son durumdaki hedef çekirdek sayısı
 λ : bozunum sabiti
t : bombardıman zamanı

Denklemin payda kısmı doyum (saturasyon) faktörü olarak adlandırılmakta ve nükleer reaksiyonla üretilen radyoizotoplar ile çekirdek bozunumuna uğrayan radyoizotoplar arasındaki oranı vermektedir. Geçen zaman t, yaklaşık 4-5 yarılanma ömrüne karşılık gelen süreye eşit olduğunda doyum faktörü 1 olur. Bu anda radyoizotop üretimi maksimum değerde olup, üretim hızı ile bozunum artık birbirine eşittir.



Şekil 4.7 Işınlanan bir hedef malzemenin aktivite değişimi

A₀ verim oranı:

Aktivite üretimi sırasında dikkate alınması gereken bir diğer nicelik parçacık demetinin giriş enerjisini, çıkış enerjisini, tesir kesitini ve ilgili izotopun anlık üretim oranını veren A₀ verim oranıdır (Çizelge 4.1). A₀, hedef malzeme yoğunluğuna, hedef malzemenin moleküler ağırlığına, zenginleştirme miktarına veya bulunma bolluğuna bağlı olup, mAsa/Ci olarak tanımlanmaktadır. Forrest tarafından her izotopun üretiminde kullanılabilen ve tüm izotop reaksiyonları ile enerji kayıplarını da hesaba katan bir bilgisayar modeli geliştirilmiştir. Söz konusu model kullanılarak ²⁰¹Tl üretimi için elde edilen sonuçlar Çizelge 4.2’de verilmektedir (1994). Işınlama koşulları doğrultusunda herhangi bir “t” zamanında ulaşılan aktivite (A_t); I, mA cinsinden demet akımı olmak üzere, A₀ değerine bağlı olarak aşağıdaki gibi verilmektedir.

$$A_t = A_0 I t \left(\frac{1 - e^{-\lambda t}}{\lambda t} \right)$$

Çizelge 4.1 Önemli siklotron radyoizotopları için A₀ verim oranları

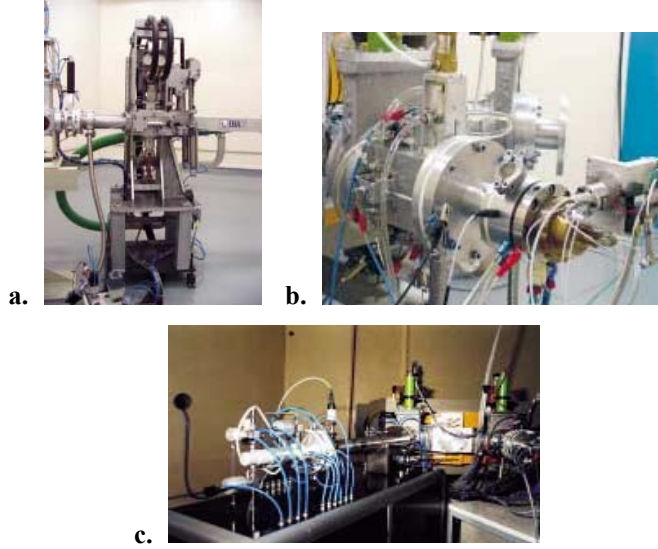
İzotop	A ₀ (Ci.mA ⁻¹ sa ⁻¹)	E _{gir} (MeV)	E _{çık} (MeV)
²⁰¹ Tl	21.6	28.5	22.0
⁶⁷ Ga	4.3	25.5	0.0
¹¹¹ In	6.3	29.0	17.0
⁵⁷ Co	0.032	22.0	0.0

Çizelge 4.2 Tl-201 üretiminde ışınlama ve hedef malzeme gereksinimleri

Kriter	Değer	Açıklama
Maksimum enerji	28 MeV	²⁰⁰ Pb oluşumu sınırlaması
Minimum enerji	22 MeV	²⁰² Pb oluşumu sınırlaması
dE/dx	11.9 MeV/mm	28 MeV demet geliş enerjisi 22 MeV demet çıkış enerjisi
Hedef altlık kalınlığı	0.566 mm	mekanik tasarım hususları
Hedef taşıyıcı eğim açısı	6°	
Elektrokimyasal kaplama kalınlığı	0.06 mm	

4.1.1.2 Kullanılan hedef sistemleri

Özellikle nükleer tıpta kullanılan radyoizotopların üretiminde: Katı Hedef Sistemi (örneğin ^{111}In , ^{201}Tl , ^{67}Ga üretimi için), Sıvı Hedef Sistemi (örneğin ^{18}F üretimi için), Gaz Hedef Sistemi (örneğin ^{123}I üretimi için) kullanılmaktadır.



Şekil 4.8 30 MeV'lik bir siklotronda kullanılan hedef sistemleri:

- a. Katı hedef sistemi
- b. Sıvı hedef sistemi
- c. Gaz (^{124}Xe) hedef sistemleri

Çizelge 4.3 Hedef sistemi tasarımında dikkate alınması gereken önemli hususlar

Kriter	Açıklama
İşletim	Difüzyon esasına dayanan hedef sistemlerinin kullanımı, hedeften çalışma noktasına olan transfer hattının uzun olduğu uygulamalarda (yaklaşık 2 m), kısa yarı ömürlü izotopların (808 ms) verimli bir şekilde üretilmesine engel olmaktadır. Bu nedenle transfer hattı kısa olmalıdır.
İşletim	Hedef performans parametrelerinin tanımlanmasına ve izlenmesine olanak sağlamalıdır.
İşletim/ Güvenlik	Hedef yüklemesi ve boşaltması için uzaktan mekanik kontrol imkânı sağlayabilmelidir.
Güvenlik	Hedef bütününde yaşanabilecek malzeme kaybından kaynaklanabilecek kontaminasyon riskine karşı koruma sağlamalıdır.
Güvenlik	Hedeflerin işlenecekleri istasyonlara taşınabilmeleri için pünomatik kontrollü, kendinden zırlı, rabbit veya benzeri bir taşıyıcı sistemleri bulunmalıdır.
Güvenlik	Acil bir durumda aktif hedeflerin bakımı/onarımı için mekanik yedekleme sistemleri olmalıdır.

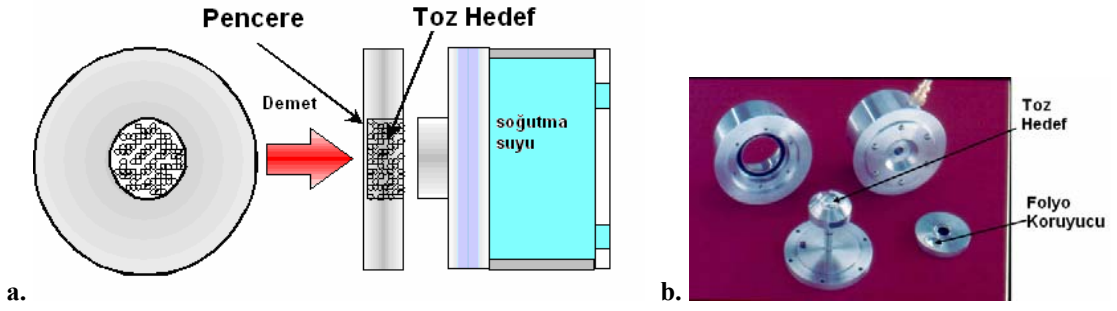
4.1.1.3 Kullanılan hedef malzeme ve gövdeleri

Nükleer tıpta kullanılan radyoizotopların üretimi söz konusu katı, sıvı veya gaz hedef sistemlerine yerleştirilen katı, sıvı veya gaz formlarındaki hedef malzemeler ile gerçekleştirilmektedir. Radyoizotop üretiminde her biri çok özel proseslerle imal edilen çok değişik hedef malzemeler kullanılmaktadır. Örneğin I-123 izotopun özel bir üretim prosesinde, ışınlama odasının iç yüzeyi toz haldeki Teleryum malzeme ile kaplanarak odanın bizzat kendisi sanki hedefmiş gibi kullanılabilir. Çizelge 4.3’de bazı radyoizotopların oluşum reaksiyonları, kullanılan hedef malzemeler ile birlikte verilmektedir.

Çizelge 4.4 Siklotronlar ile radyoizotop üretiminde yararlanılan önemli hedef malzemeler ve reaksiyonlar

İzotop	Reaksiyon	Hedef Malzeme	Açıklama
${}^6\text{He}$	${}^7\text{Li}(p,2p)$	LiF	sıvı
${}^{11}\text{C}$	${}^{11}\text{B}(p,n)$	BN	katı, 2 reaksiyon
${}^{13}\text{N}$	${}^{13}\text{C}(p,n)$	${}^{13}\text{C}$	zenginleştirilmiş katı
${}^{15}\text{O}$	${}^{15}\text{N}(p,n)$	B^{15}N	zenginleştirilmiş
${}^{18}\text{F}$	${}^{18}\text{O}(p,n)$	H_2^{18}O	zenginleştirilmiş, 350 μl
${}^{18}\text{Ne}$	${}^{19}\text{F}(p,2n)$	LiF	sıvı
${}^{19}\text{Ne}$	${}^{19}\text{F}(p,n)$	LiF	sıvı
${}^{35}\text{Ar}$	${}^{35}\text{Cl}(p,n)$	NaCl	sıvı

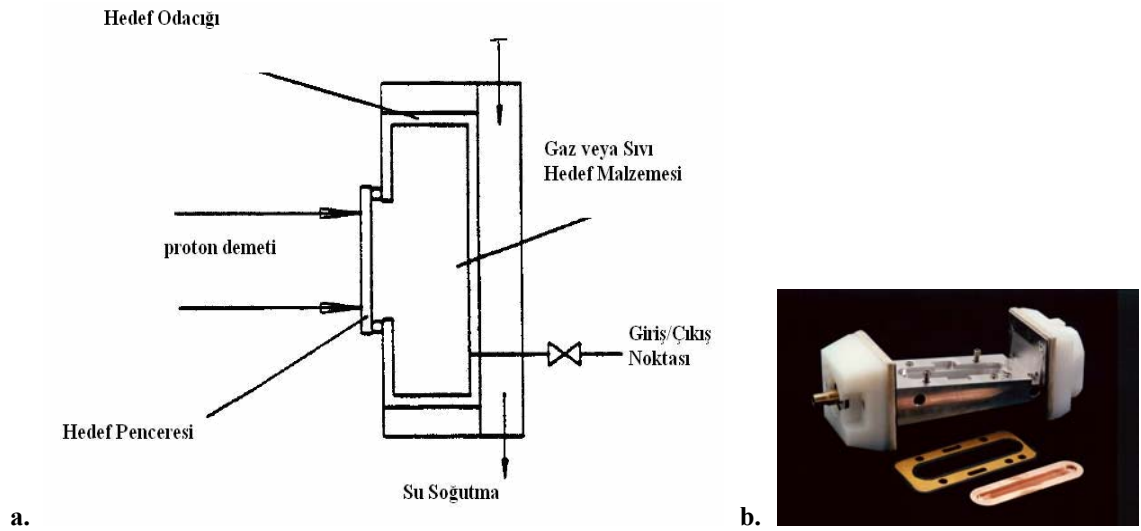
Her hedef gövdesinde mutlaka; dış muhafaza bölümü, su soğutma kanalı, helyum soğutmalı ön muhafaza folyosu ile hedef odacığı-demet hattı vakumunu birbirinden ayıran vakum izolasyon folyosu bulunmalıdır. Katı hedefler, sıvı ve gaz hedeflere nazaran daha yoğun yapıda olduklarından, gelen demetin hedef içerisinde kat ettiği yol daha kısa, hedef boyutu da daha küçüktür. Katı hedef malzemeler toz veya ince bir levha (folyo) şeklinde olabilir. LiF ve NaCl hedefler toz halindeki önemli katı hedeflerdir; demet şiddetinin ancak 100 μA ’in üzerine çıktığı durumlarda erirler. Şekil 4.9 verilen LiF toz hedef çok yönlü kullanımı olan bir hedef malzeme olup; ${}^{15}\text{O}$, ${}^{18}\text{Ne}$, ${}^{19}\text{Ne}$ izotopları ile ${}^7\text{Li}(p,2p)$ reaksiyonu vasıtasıyla düşük verimli de olsa ${}^6\text{He}$ izotopu üretimlerinde kullanılır.



Şekil 4.9 BNL’de (ABD) kullanılan tipik toz hedef gövdesi:

- a. Şematik gösterim
- b. LiF toz hedef gövdesi resmi

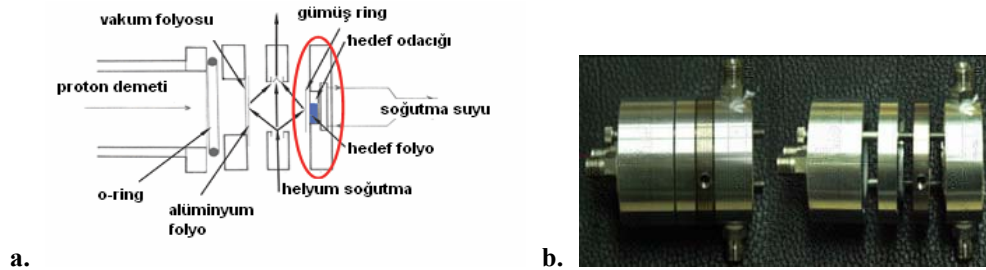
Katı metal (bakır v.b.) bir taşıyıcı ile bu taşıyıcı üzerine elektrokimyasal yöntemle kaplanan hedef malzemesi folyo şeklindeki bir katı hedef gövdesini oluşturmaktadır (Şekil 4.10). Hedef gövdesi, gelen demet tarafından hedef sistemi içerisinde ışınlanır. Işınlama süresince hedef üzerinde meydana gelen ısı artışı hedef gövdesinin arka bölümündeki soğutma kanalları ile ortamdan alınır.



Şekil 4.10 IBA (Belçika) tasarımı tipik katı hedef gövdesi:

- a. Şematik gösterim
- b. ^{201}Tl üretiminde kullanılan ^{203}Tl hedef gövdesi resmi

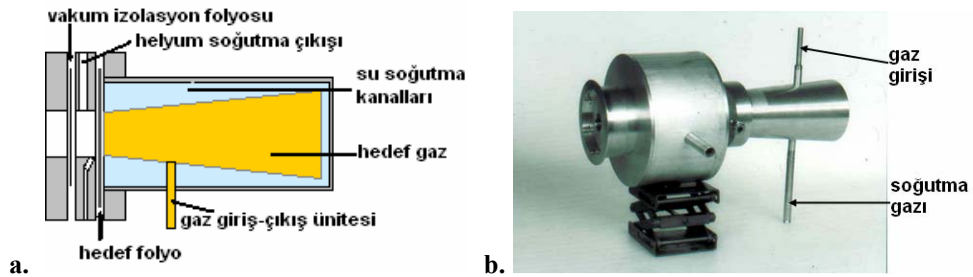
Sıvı hedefler genellikle katı hedefler ile aynı boyutlardadır. Sıvılarda buharlaşma olmadıkça hedef malzeme belli hacim kaplar. Sıvı hedefteki en önemli farklılık hedef malzemenin demet hattına monteli sabit bir hedef sistemi üzerinden eklenip alınmasıdır.



Şekil 4.11 IBA tasarımı tipik sıvı hedef gövdesi:

- Şematik gösterim
- ^{18}F üretimi için kullanılan H_2O^{18} hedef gövdesi resmi

Gaz hedefler çoğunlukla silindir şeklindedir. Gelen demetin hedef odacığına girdiği koruyucu bir folyo (pencere) vardır. Gaz hedef gövdelerinde yaşanan sorun; gazlarda ısıl iletkenlik iyi olmadığından ışınlama sırasında ortaya çıkan ısıyı dışarıya transfer etmektir. Şekil 4.12’de ^{123}I üretimi için kullanılan ^{124}Xe gaz hedef verilmektedir. Hedefin alt kısmındaki gaz giriş-çıkış ünitesi (cold finger) gazın hedef odacığına transferini sağlar. Hedefin ön bölümündeki geniş hacim, izolasyon folyosunun kopması ya da kırılması durumunda ^{124}Xe gazının dışarıya kaçışını önler. Hedef odacığı çoklu saçılmaları önlemek için belli açıda yerleştirilir. Ayrıca yeterli miktardaki hedef malzemeyi depolayabilmek için diğer hedef gövdelerine nazaran daha büyüktür.



Şekil 4.12 BNL’de (ABD) kullanılan tipik gaz hedef gövdesi:

- Şematik gösterim
- ^{124}Xe ’den ^{123}I üretiminde kullanılan gaz hedef resmi

Sıvı ve gaz hedef formları daha çok; oksitler, karbonatlar, nitratlar ve alüminyum tüplerde muhafaza edilen klorürlerdir. Gelen ışınlayıcı demet sıvı/gaz hedef sistemlerinde, katı hedef sistemlerinden farklı olarak hedef malzemeyi hedef odacığına girmeden, ince metal bir pencere aracılığıyla doğrudan ışınlar. Hedef odacığındaki yaşanan ısı artışını azaltmak için çoğunlukla hedef odacığının kendisi soğutmalıdır. Sıvı ve gaz hedefler çoğunlukla pünomatik borular ve kanallar vasıtasıyla ışınlama noktasına aktarılırlar. Bu işlem için yüksek ergime sıcaklıklarına sahip alüminyum borular tercih edilmektedir. Kontaminasyon riski, soğutma, sıcaklık, basınç gibi etkileri en aza indirmek için taşıyıcı boruların ve hedef pencerelerin o-yüzüğü kullanarak veya ilave kaynaklar yapılarak sızdırmazlıklarının sağlanması önemlidir. Ayrıca hedef malzemenin ışınlandığı hedef taşıyıcısı, hedef malzemenin buharlaşmasını önlemek ve gerekirse eğimli bir ışınlama yapabilme imkânı sağlamak için tamamıyla kapalı ve sızdırmaz olmalıdır. Hedef taşıyıcısının kapağı ise faz geçişleri sırasında oluşan termal basınca dayanıklı, demetin enerji kayıplarını en aza indirmek için de bir o kadar ince olmalıdır. Hedef taşıyıcısının oluşan radyoaktif atomların ortamdaki alınabilmesine imkân veren bir yapıda olması en önemli husustur. Bu amaçla 0,5 mm'lik grafit diskler yaygın olarak kullanılmaktadır.

4.1.1.4 Hedef gövde ve penceresi seçimi, tasarımı, işlenmesi

Gerek hızlandırıcılarda, gerekse reaktörlerde değişik amaçlı kullanımlar için farklı özelliklerde hedef tasarımları yapılmaktadır. Bilindiği üzere radyoizotop üretimi hızlandırıcılarda yüklü parçacıklar, reaktörlerde ise nötronlar ile bu özel tasarımlı hedeflerin bombardımanı neticesinde yapılabilmektedir.

Siklotron tipi hızlandırıcılarda hedefler hem siklotron kavitesi içinde (dâhili olarak), hem de siklotron kavitesi dışında (harici olarak) uygun enerjilerde, uygun parçacıklar ile bombardıman edilirler. Bombardıman sırasında kullanılacak hedeflerin tasarımı/seçimi aslında radyoizotop üretimi için izlenen özel işleme bağlıdır. Bu kapsamda hedef malzeme tasarımı ve seçimi için genel bir kural bulunmamasına karşın, dikkate alınması gereken önemli hususlar Çizelge 4.5'de verilmektedir.

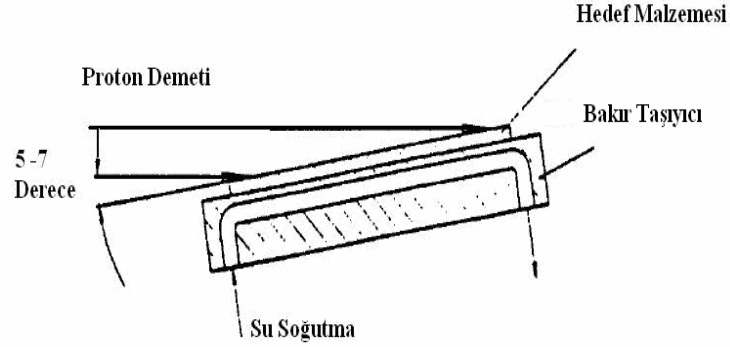
Çizelge 4.5 Hedef malzeme tasarımı ve seçimi ile ilgili önemli hususlar

Kriter	Açıklama
kolay aktivasyon	kati, sıvı, gaz
düşük kontaminasyon	kati, sıvı, gaz
düşük soğutma ihtiyacı	kati, sıvı, gaz
en uygun kalınlık	kati
iyi bir mekanik dayanıklılık	kati
iyi bir termal iletkenlik	kati, sıvı, gaz
yüksek erime noktası	kati
oksitlenmeye karşı yüksek dayanıklılık	kati, sıvı, gaz
yüksek geriye kazanım oranı	kati, sıvı, gaz
ticari uygulanabilirlik (ucuz ve kolay temin)	kati, sıvı, gaz

Yüklü parçacıklar ile ışınlanan hedef malzemelerin tasarımı sırasında üzerinde özenle durulması gereken pek çok önemli husus bulunmaktadır. Bunlardan bir tanesi ışınlama sırasında istenmeyen radyoizotop formlarının oluşumunun önlenmesi konusudur. Çünkü hedef malzemelerinin ışınlanması neticesinde farklı elementlerin çok çeşitli izotopları oluşabilmektedir. Bunun engellenebilmesi için hedefin mono-izotopik bir yapıya sahip olması ve belli bir ölçüde de zenginleştirilmiş olması yeterlidir. Bir izotopun zenginleştirme seviyesi, o izotopun doğal elementindeki bulunma bolluğuna (yüzdesine) bağlı olarak belirlenir. Zenginleştirme (saflaştırma) işlemi aynı zamanda istenmeyen radyoizotopların sebep olduğu kontaminasyonu önlemektedir. Zenginleştirme işlemi özel izotop ayırıcılar (kolonlar) kullanılarak yapılmaktadır.

Dikkate alınması gereken hususlardan bir diğeri ve aslında en önemlisi ise ışınlamalar sırasında hedef üzerinde meydana gelen enerji birikimi yüzünden yaşanan ısı artışıdır. Sıcaklık yerine göre 1000°C'nin üzerine çıkabilmektedir. Söz konusu ısı artışının ortaya çıkardığı ısı transferi problemi, uygun ısıl iletkenlikte ve yapısal sağlamlıkta hedef malzeme tasarımlarıyla veya uygun soğutma yöntemleriyle aşılabılır. Aksi halde hedef yanarak kullanılamaz hale gelebilir. Bu sorun sabit bir hedefte demet geliş açısını küçülterek (hedefi eğerek), demetin hedefe dik olarak çarpmasının önlenmesiyle çözülebilir. Şayet katı hedef iyi bir ısıl iletkenliğe sahip değilse veya ışınlama sırasında çok yüksek akımlar kullanılıyorsa hedef yüzeyi eğimli bir şekilde tasarlanarak da ısı artışı engellenebilir.

Katılar genellikle iyi iletken olduklarından, demet düşük ışınlama akımlarında hedef üzerine dik bir şekilde gönderilebilir. Literatürde hedef üzerindeki ısı birikimini düşük tutmak için, demetin hedefe çarpma açısı 4^0-15^0 olarak ayarlanmaktadır. Böylelikle hedef yüzeyi üzerindeki sıcaklık $150\text{ }^{\circ}\text{C}$ 'nin altında tutulabilir. Örneğin ^{201}Tl üretiminde kullanılan ^{203}Tl hedef yatay ile 5^0-7^0 yapacak şekilde ayarlanmaktadır (Şekil 4.13).



Şekil 4.13 ^{203}Tl hedef gövdesi için gelen demet-hedef pozisyonu

Katı hedeflerde söz konusu ısı transferini kolaylaştırmak için genellikle iyi iletkenlik gösteren aranyum, avandiyum, bakır, gümüş veya alüminyum gibi taşıyıcı metal levhalar üzerine elektrokimyasal olarak kaplanmış hedef malzemeler kullanılmaktadır.

Katı hedef malzemeler çoğunlukla ince metalik folyo formunda tasarlanmaktadır. Hedef malzemeyi oluşturacak bileşikler, vakum altında damıtma (vacuum-distillation) veya elektrokimyasal ayrıştırma (electrodecomposition) gibi yöntemler ile folyo haline getirilmektedir.

Işınlayıcı demetlerin enerjisi, demet karakteristikleri, parçacık türü ve miktarı, kullanılacak hedefe uygun olarak seçilmelidir. Hedef kavitesi içerisinde yaşanabilecek ani basınç artışlarını önlemek amacıyla; demetin akım yoğunluğu üretim için gereken seviyeye, ışınlama sırasında hedefte yaşanan gaz salınımı bitene kadar, yavaş ve kademeli bir biçimde çıkarılmalıdır.

Çizelge 4.6 Önemli radyoizotoplar için hedef malzeme ve demet karakteristikleri

İzotop	Yarı Ömür	Reaksiyon	Verim (30 MeV)	Hedef Malzeme	Akım	Açıklama
⁶ He	0.8 sn	⁷ Li(p,2p)	$1.5 \cdot 10^{-5}$	LiF	150-200 μ A	sıvı
¹¹ C	20 dk	¹¹ B(p,n)	-	BN	75-100 μ A	katı, 2 reaksiyon
¹³ N	10 dk	¹³ C(p,n)	$1.6 \cdot 10^{-3}$	¹³ C	150-200 μ A	zenginleştirilmiş katı
¹⁵ O	2 dk	¹⁵ N(p,n)	$1.5 \cdot 10^{-3}$	B ¹⁵ N	-	zenginleştirilmiş
¹⁸ F	110 dk	¹⁸ O(p,n)	$2.8 \cdot 10^{-3}$	H ₂ ¹⁸ O	12 μ A	zenginleştirilmiş, 350 μ l
¹⁸ Ne	1.7 sn	¹⁹ F(p,2n)	-	LiF	150-200 μ A	sıvı
¹⁹ Ne	17 sn	¹⁹ F(p,n)	$1.1 \cdot 10^{-3}$	LiF	150-200 μ A	sıvı
³⁵ Ar	1.8 sn	³⁵ Cl(p,n)	-	NaCl	50 μ A	sıvı

Çizelge 4.6'daki verim kavramı, hedef içerisinde üretilen radyoaktif atomların gelen proton sayısına oranı olarak tanımlanmaktadır. Yukarıdaki çizelgede belirtilen radyoizotoplara bakıldığında, ⁶He haricindeki izotopların üretiminde genellikle birincil demet (örneğin p,n) reaksiyonlarının yüksek verimli olduğu görülmektedir. LiF bir hedeften elde edilen ⁶He için ekstraksiyon verimi % 10 seviyesindedir. Hedef üzerine düşen demetin yoğunluğu ise saniyede 9×10^6 parçacıktır.

Siklotronlar vasıtasıyla elde edilen radyoizotopların üretiminde kullanılan hedeflerin tasarımı için önemli olan bir diğer kilit parametre demet akımı akseptansıdır. Bugünkü ticari siklotronlar, hedef üzerinde iyi bir emittans kontrolüne imkan veren; 150-400 μ A'lik akım aralığında çalışabilme özelliğine sahiptir. Örneğin 200 μ A'in üzerinde akım yoğunluğuna sahip bir proton demeti, uygun geliş açısı ile sabit bir hedef üzerine düşürüldüğünde, demetin tipik emittansı; uygun demet spot boyutuna karşılık gelen değer olan, $5-10\pi$ mm.mrad arasında değişir.

Çizelge 4.7'de ışınlama sırasında, ²⁰³Tl kaplanmış bir hedefin; hedef malzeme-bakır levha-soğutma suyu arasındaki ısı iletim hesaplamaları deneysel sonuçlar ile birlikte verilmiştir (Pinto,1994). Bu sonuçlar yeterli soğutmanın yapıldığı hedef malzemeye gönderilen 30 MeV ve 200 μ A'lik bir proton demetinin hedefte en çok 150°C' lik bir ısı artışına neden olabileceğini göstermektedir.

Çizelge 4.7 ^{203}Tl kaplanmış sabit bir hedefin; hedef malzeme-bakır levha-soğutma suyu arasındaki ısı iletim hesaplamaları ve deneysel sonuçlar (Pinto 1994)

Demet Parametreleri	Bakır Levha- Soğutma Suyu Isı Transferi Parametreleri	Hedef Yüzeyi Sıcaklık Hesaplamaları
1/2 demet yüksekliği(m)= 0.0094 1/2 demet genişliği(m)= 0.0009 Akım (μA)= 150 Enerji (MeV)= 29 Güç(W)= 4350 Ortalama ısı akışı(W/m^2)= 1710817 Maksimum ısı akışı(W/m^2)= 3934879	Bakır/su ısı transfer katsayısı ($\text{W}/\text{m}^2\text{K}$)=60800 20 °C'deki suyun: Isısı (j/kgK)= 4186 Viskozitesi (j/kgK)= 0.001 termal iletkenliği (W/m)= 0.602 Su kanalı uzunluğu(m)=0.00975 Su kanalı genişliği(m)=0.025 Su akış hızı(kg/s)=1.65 Suyu kütlesi($\text{kg}\cdot\text{m}^2\text{s}$)=17600 Bakır-soğutma suyu yüzeyinin su viskozitesi: 50 °C'de 0.000548 100 °C'de 0.000283 150 °C'de 0.0001283	Yüzey sıcaklığı; soğutma suyu sıcaklığına, üç sıcaklık artışı ilavesi yapılarak bulunmuştur. 1. su-bakır levha= 44.8 °C 2. bakır= 16.5 °C 3. kaplanmış hedef levhası= 6.7 °C Toplam sıcaklık artışı= 68 °C Soğutma suyu artışı=13 °C Bu nedenle en yüksek hedef sıcaklığı = 81 °C
Hedef Kaplama Özellikleri	Bakır Taşıyıcı Levha Özellikleri	
Termal iletkenlik(W/II.K)= 44 Kaplama kalınlığı(m)= 0.00010	Termal iletkenlik(W/II.K)= 390 Düzeltme parametresi= 0.44	

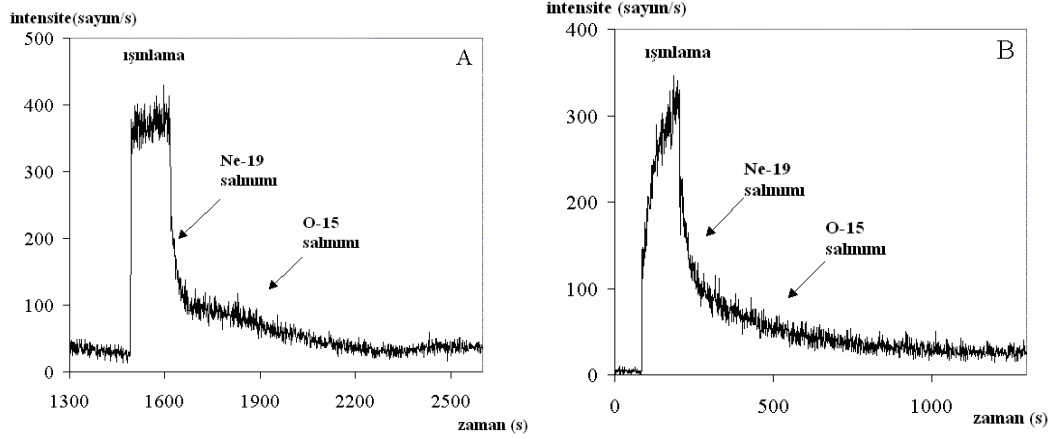
Bu ısı transferi hesaplamalarını yapabilmek için geliştirilen bir diğer fiziksel model ile izotop üretiminde kullanılan siklotron demetinin spot boyutuna en uygun hedef parametreleri ile ışınlama açısının belirlenmesi mümkündür (Forrest 1994). Ayrıca farklı demet geliş açıları için yaşanan yüzey sıcaklık artışları hesaplanabilmektedir. Söz konusu model kullanılarak, ^{203}Tl için hesaplanan özellikler Çizelge 4.8'de verilmiştir.

Çizelge 4.8 ^{203}Tl hedef için önemli siklotron demet parametreleri ve mekanik özellikler

Özellik	Açıklama
Demet enerjisi	30 MeV
Demet akımı	400 μA
Demet spot boyutu	20 mm x 6 mm
Hedef eğimi	6°
Depolanabilen maksimum güç	12 kW
Tl-203 için maksimum sıcaklık artışı	128 °C

Hedef tasarımında göz önünde bulundurulması gereken diğer önemli bir konu ise hedef malzemelerde ışınlama esnasında görülen gaz salınımlarıdır. Soy gaz salınımları genellikle radyoizotop üretimini doğrudan etkileyecek moleküler reaksiyonlara neden olmazlar, ancak hedef malzeme yüzeyinin yapışkanlığı veya yakalayıcılığı gibi fiziksel özellikleri değiştirdiğinden, üretim verimini dolaylı olarak etkileyebilmektedir. Örneğin ^{13}N izotopunun üretiminde bunun önlenmesi ve iyi bir verim elde edilebilmesi için, hedefe küçük miktarlarda N_2 gazı beslemeleri yapılarak, üretim $^{13}\text{N}^{14}\text{N}$ formunda gerçekleştirilir. Bu yöntem ile yaklaşık % 25'lik bir verim elde edilebilmektedir. Aynı şekilde ^{11}C izotopunun üretimi için de BN hedefin O_2 gazı ile beslenmesine gereksinim vardır; çünkü ekstraksiyon ürünleri CO ve CO_2 formunda oluşur. Ancak hedefte yaşanan sıcaklık artışı sebebiyle, oksijen BN ile reaksiyona girerek B_2O_3 haline gelir. B_2O_3 ortama gaz ilavesini zorlaştırarak ekstraksiyon veriminin düşmesine neden olur. Bu durumda hedefi daha çok gaz ile beslemek, iyonizasyon nedeniyle gelen demetin verimini olumsuz etkiler.

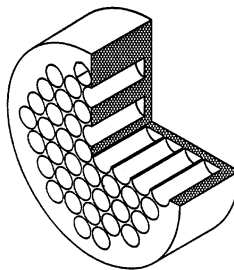
LiF bir hedeften, $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\text{n})$ reaksiyonu vasıtasıyla (30 MeV enerjili protonlar için reaksiyon verimi $1.6 \cdot 10^{-3}$ 'tür) ^{15}O izotopu üretimi yapılır. Işınlama sonrasında ilk olarak ^{19}Ne (uzun yarı ömürlü) oluşur. ^{19}Ne 'un radyoaktif bozunumu neticesinde de ^{15}O elde edilir. LiF bir hedefin 50 nA'de 2 dakikalık bir ışınlamaya maruz bırakılmasının ardından, hedefte yaşanan aktivite oluşumlarının zamana göre değişimi Şekil 4.14'de verilmektedir. LiF hedeften ışınlama sırasında oksijen salınımı meydana gelir. Oksijenin olumsuz etkileri hedefin sıvı nitrojen sıcaklığında tutulması ile azaltılır. Ancak bu durumda ^{15}O izotopunun üretim hızı düşer, bu yüzden hedef içerisindeki ^{15}O 'in çoğu kaybedilir. ^{15}O izotopu, hedeften moleküler yapıda çekip çıkarılmak zorundadır. Üretim için $^{15}\text{O}^{16}\text{O}$ ve $\text{C}^{15}\text{O}/\text{C}^{15}\text{O}_2$ yöntemleri olarak adlandırılan 2 farklı metot kullanılmaktadır. LiF hedefe karbon ilavesinin yapıldığı CO/CO_2 yöntemi, ^{15}O ekstraksiyonunu hızlı bir şekilde gerçekleştirebildiğinden daha çok tercih edilmektedir. $^{15}\text{O}^{16}\text{O}$ yöntemi ise gerek düşük gaz çıkışı olan hedefler ile kullanılması, gerekse ekstraksiyon veriminin düşük olması yüzünden az tercih edilmektedir. Söz konusu yöntem ^{13}N üretiminde sık olarak kullanılmaktadır.



Şekil 4.14 LiF hedeften ^{15}O üretimi esnasında görülen aktivite oluşumları:

- Karbon eklenmemiş hedefin ışınlanması
- % 50 oranında karbon eklenmiş hedefin ışınlanması

Radyoizotop üretiminde verimi arttırabilmek için hedef tasarımında bazı özel mekanik uygulamalar yapılabilir. Örneğin; Şekil 4.15’de şematik gösterimi verilen içi LiF ile doldurulmuş çok sayıda delikten oluşan kompakt bir hedef matrisi (50 mm çap, 17 mm yükseklik ve her biri 5 mm çapında olan 48 adet delik), standart bir LiF hedefe nazaran daha yüksek verim sunmaktadır. Daha çok grafit yüzey elde edilmesinin amaçlandığı söz konusu tasarım, yapısal olarak daha kararlı ve homojen bir LiF-karbon dağılımına (LiF sıvı halde olsa dahi) sahiptir. Tasarımda LiF hedef çubuklarından grafit yüzeylere olan ortalama mesafeler azaltıldığından, üretilen ^{15}O radyoizotopunun ortam ile etkileşmesi azaltılarak, ekstraksiyon verimi arttırılmaktadır.



Şekil 4.15 ^{15}O üretiminde kullanılan özel hedef matris

İzotop üretiminde kullanılan hedefler arasında bazı benzerlikler olmasına karşın, her bir hedefin tasarımı ayrı ayrı çalışılmalı, çoğu kez özel fiziksel ve kimyasal uygulamalar ile hedef tasarımı desteklenmelidir. Örneğin ^{14}O üretiminde; ^{15}O üretimi için tasarlanan matris yapıdan yola çıkılarak LiF yerine BN hedef kullanılmış, $^{14}\text{N}(p,n)$ üretim reaksiyonu (30 MeV enerjili protonlar için verim $1,1 \cdot 10^{-4}$) sonrasında yine aynı CO ekstraksiyon yönteminden (kimyasından) faydalanılmıştır. Ancak LiF'den farklı olarak, grafit üzerindeki BN tabakalar yüksek sıcaklıklarda B_2O_3 haline dönüşerek grafit yapının oksitlenmesini önler. Bu, üretilen her ^{14}O izotopunun BN içinde kalmasını sağlayarak üretim verimini artırır.

Uzun yarı ömürlü (yaklaşık 1 saatten fazla) radyoizotop üretimi için başka teknikler kullanılmaktadır. Örneğin bir ^{18}F radyoizotopu oldukça reaktif bir element olup, hedeften çekilip çıkarılması güçtür. Yoğunluğu 10^6 parçacık/s olan sürekli bir proton demeti ile ışınlanan zenginleştirilmiş H_2^{18}O hedef içerisinde üretilen ^{18}F , off-line bir kimyasal işlem vasıtasıyla CH_3^{18}F (Fluoromethane)'e dönüştürülerek hedeften çekilmektedir. Yüksek aktivitelere (500 mCi) çalışılmasına imkân veren ve tamamıyla otomatik olan söz konusu kimyasal işlem bozunum kayıpları hariç % 50 verim sağlamaktadır. CH_3^{18}F sıvı nitrojen ortamda depolanır ve He basıncı altında kimyasal işlem laboratuvarına taşınır.

Işınlanma süresince soy gazlar dışındaki gaz salınımlarının meydana geldiği hedefler için özellikle hedef kimyası çok önemlidir. Bu sınırlamalar çok özel tasarımlar yapılarak aşılmaktadır. Hedeflerde tasarım doğasından kaynaklanan izobarik kontaminasyonlar ise ışınlama sonrasında en uygun işleme/ayırma yönteminin kullanımıyla önlenabilir.

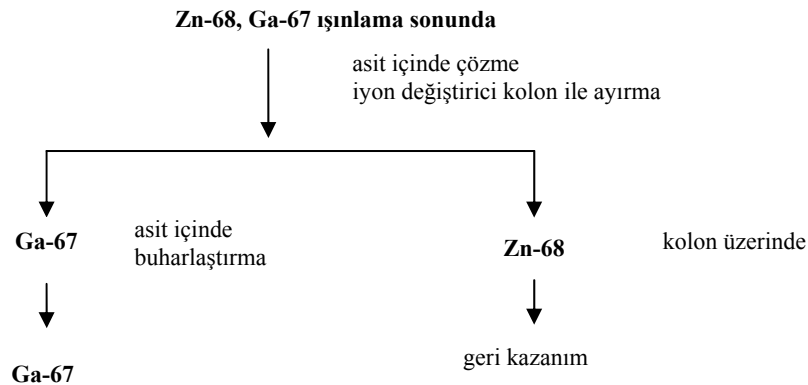
Sonuç olarak radyoizotop üretiminde kullanılan hedef malzeme seçimleri sınırlı olduğundan hedef sistem tasarımları, hedef üretim ve işleme teknikleri tamamıyla özgündür.

4.1.1.5 ^{67}Ga , ^{111}In , ^{201}Tl , ^{123}I ve ^{18}F üretim prosesleri

TAEK Proton Hızlandırıcısı tesisinde üretimleri hedeflenen ^{67}Ga , ^{111}In , ^{201}Tl , ^{123}I , ^{18}F radyoizotoplarının üretim/işleme yöntemleri Çizelge 4.9-4.13 ve Şekil 4.15-4.20'de verilmektedir.

Çizelge 4.9 Siklotrona dayalı ^{67}Ga üretim süreci

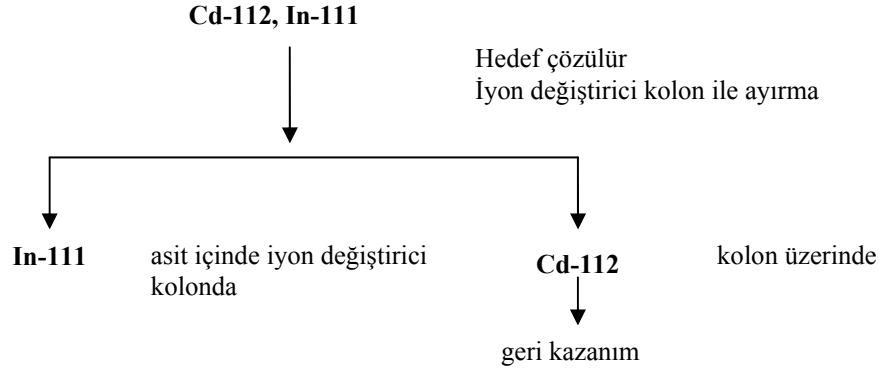
Yarılanma Ömrü	:	78.3 saat
Gama Enerjisi	:	93 ve 184 ve 393 keV
Bozunum Şekli	:	EC (100)
Elde Edildiği Nükleer Reaksiyon	:	Zn-68(p,2n)Ga-67
Kullanılan Proton Demeti Enerjisi	:	20-25 MeV
Kullanılan Proton Demeti Akımı	:	200-400 μA
Işınlama Süresi	:	9-12 saat
Kullanılan Hedef Türü	:	Hedef taşıyıcı (düzlemsel elektrot) üzerine elektrokimyasal yöntem ile Zn-68 kaplanmış katı hedef
Kullanılan Hedef Malzeme	:	Zn-68 (%98'den daha fazla zenginleştirilmiş)
Işınlanmış Hedef Taşıyıcısı	:	Rabbit veya Conveyor (ışınlanmış hedef)
Ayırma	:	Kimyasal [Ga-67'den, Zn-68]
Üretim Prosesi	:	Işınlama işleminin tamamlanmasının ardından zenginleştirilmiş Zn-68 hedef, mineral asit (7 N'lık HCl) içerisinde çözülür. Çözelti bir iyon değiştirici kolon üzerinden geçirilir, Zn-68 buradaki reçine üzerinde tutulurken Ga-67 doğrudan geçer.



Şekil 4.16 Siklotrona dayalı ^{67}Ga üretim süreci iş dağılım ağacı

Çizelge 4.10 Siklotrona dayalı ¹¹¹In üretim süreci

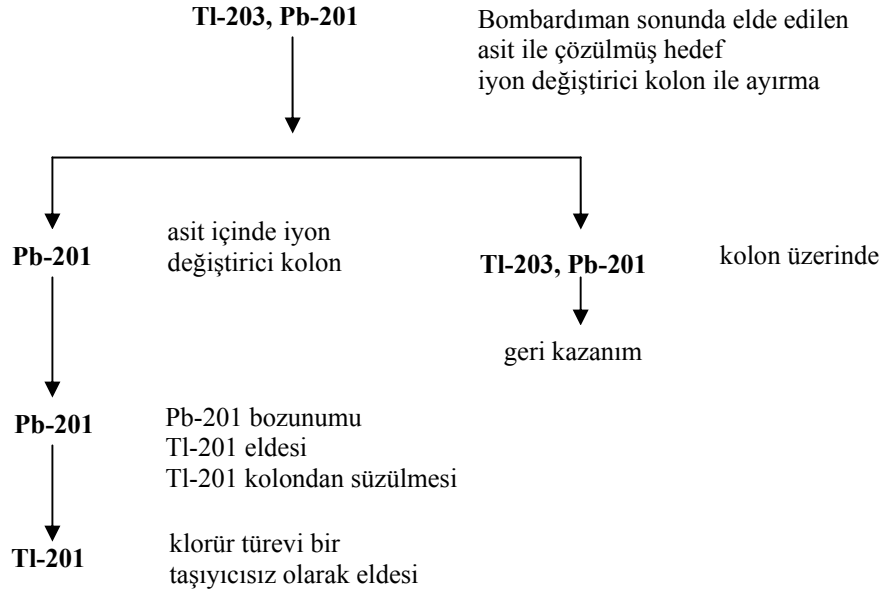
Yarılanma Ömrü	:	67.2 saat
Gama enerjisi	:	171 ve 245 keV
Bozunum Şekli	:	EC (100)
Elde Edildiği Nükleer Reaksiyon	:	Cd-112(p,2n)In-111
Kullanılan Proton Demeti Enerjisi	:	22 MeV
Kullanılan Proton Demeti Akımı	:	200-400 µA
İşılama Süresi	:	8-10 saat
Kullanılan Hedef Türü	:	Hedef taşıyıcı plaka (düzlemsel elektrot) üzerine elektrokimyasal kaplama ile Cd-112 kaplanmış katı hedef
Kullanılan Hedef Malzeme	:	Cd-112 (%90'dan daha fazla zenginleştirilmiş)
İşılansın Hedef Taşıyıcısı	:	Rabbit veya Conveyer
Ayrırma	:	Kimyasal [In-111 den Cd-112(çok zehirli)]
Üretim Prosesi	:	İşılama işleminin tamamlanmasını müteakip zenginleştirilmiş Cd-112 hedef, mineral asit (1 N HCl) içerisinde çözülür. Elde edilen çözelti anyonik değiştirici reçine içinden geçirilir. İndiyumklorür (InCl ₃) olarak alınır. Bu esnada kolon üzerinde In-111, 1 N'lık HCl ile yıkanarak (elute edilerek) Cd-112 hedeften ayrılır. Kolon içinde kalan Cd-112 hedef malzeme ise tekrar kullanılır.



Şekil 4.17 Siklotrona dayalı ¹¹¹In üretim süreci iş dağılım ağacı

Çizelge 4.11 Siklotrona dayalı ²⁰¹Tl üretim süreci

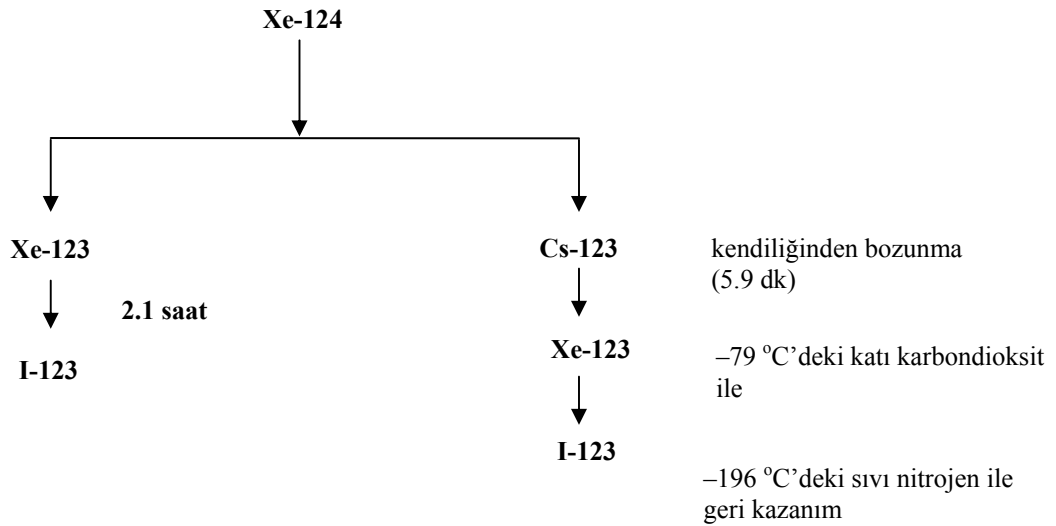
Yarılanma Ömrü	:	73.1 saat
Gama enerjisi	:	167 keV
Bozunum Şekli	:	EC (100)
Elde Edildiği Nükleer Reaksiyon	:	Tl-203(p,3n)Pb-201 Pb-201(30 Saat)→Tl-201
Kullanılan Proton Demeti Enerjisi	:	29 MeV
Kullanılan Proton Demeti Akımı	:	200-400 µA
Işınlama Süresi	:	8-10 saat
Kullanılan Hedef Türü	:	Hedef taşıyıcı (düzlemsel elektrot) üzerine elektrokimyasal yöntem ile Tl-203 kaplanmış katı hedef
Kullanılan Hedef Malzeme	:	Tl-203 (%90'dan daha fazla zenginleştirilmiş)
Işınlanmış Hedef Taşıyıcısı	:	Rabbit veya Conveyor
Ayırma	:	Kimyasal [Tl-203'den Pb-201, Pb-201'den Tl-201]
Üretim Prosesi	:	Bombardıman işleminden hemen sonra, zenginleştirilmiş Tl-203, asit içinde çözülür. Çözelti içerisinde oluşan Pb-201 iyon değişim yöntemi ile ayrılır. Tl-203 ise hedef malzemenin geri kazanım işlemi için kolon üzerinde toplanır. Bundan sonra Pb-201 başka bir iyon değiştirici kolon üzerinde soğurularak, Pb-201 in Tl-201'e bozunmasına müsaade edilir. Tl-201 daha sonra taşıyıcısız halde Talyumklorür (TlCl ₃) olarak süzülür.



Şekil 4.18 Siklotrona dayalı ²⁰¹Tl üretim süreci iş dağılım ağacı

Çizelge 4.12 Siklotrona dayalı ¹²³I üretim süreci

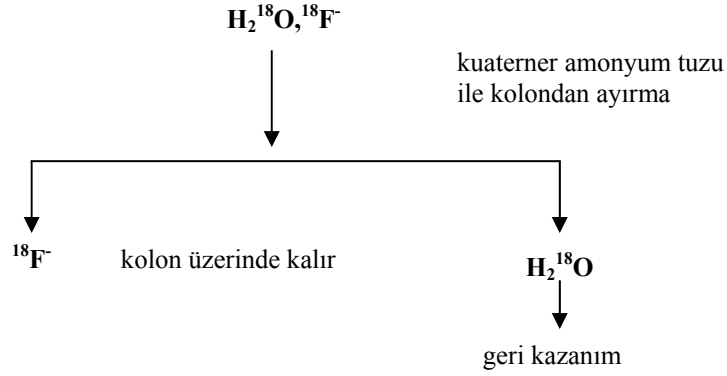
Yarılanma Ömrü	:	13.2 saat
Gama enerjisi	:	159 keV
Bozunum Şekli	:	EC (100)
Elde Edildiği Nükleer Reaksiyon	:	Xe-124(p,2n)Cs-123→(5.9 dk)Xe-123→(2.1 sa)I-123 Xe-124(p,pn)Xe-123→(2.1sa)I-123
Kullanılan Proton Demeti Enerjisi	:	30 MeV
Kullanılan Proton Demeti Akımı	:	50-200 µA
Işınlama Süresi	:	8 saat
Kullanılan Hedef Türü	:	Al alaşımından yapılmış gaz sızdırmaz odacık
Kullanılan Hedef Malzeme	:	Xe-124 gazı (% 99.8'den daha fazla zenginleştirilmiş)
Işınlanmış Hedef Taşıyıcısı	:	Gaz yükleme boşaltma sistemi
Ayırma	:	Fiziksel
Üretim Prosesi	:	Gaz formdaki Xe-124, paslanmaz çelik borular ile soğutulmuş halde bulunan depolama şişelerine alınır. Xe-124'in basınç altında gaz hedef saklama odasında protonlar ile ışınlanmasıyla Cs-123 elde edilir. Cs-123'in tamamıyla Xe-123'e (5.9 dk) bozunması için beklenir. Xe-123 ise 2.1 saat sonunda I-123'e dönüşür. Gaz karışımı daha sonra ışınlama odasından basınç farkı tekniği ile alınır ve -79 °C'de tutulan katı karbondioksit bir tuzaktan geçirilerek iyot izotopları alınır. Daha sonra -196 °C'de tutulan sıvı nitrojen tuzak ile ortamda kalan Xe-123 tekrar kullanılmak üzere geri kazanılır.



Şekil 4.19 Siklotrona dayalı ¹²³I üretim süreci iş dağılım ağacı

Çizelge 4.13 Siklotrona dayalı $^{18}\text{F}^-$ üretim süreci

Yarılanma Ömrü	:	1.8 saat
Gama enerjisi	:	511 keV
Bozunum Şekli	:	β^+ (100), EC (3)
Elde Edildiği Nükleer Reaksiyon	:	O-18(p,n)F-18
Kullanılan Proton Demeti Enerjisi	:	18 MeV
Kullanılan Proton Demeti Akımı	:	200-400 μA
İşılama Süresi	:	1,5-2 saat
Kullanılan Hedef Türü	:	% 99.9 saflıkta Nb-112 hedef gövde malzemesi içerisinde sıvı hedef
Kullanılan Hedef Malzeme	:	H_2^{18}O (% 95'den daha fazla zenginleştirilmiş)
İşılansmış Hedef Taşıyıcısı	:	Conveyor
Ayırma	:	Kimyasal
Üretim Prosesi	:	İşılama işleminin tamamlanmasını müteakip H_2^{18}O hedef ve $^{18}\text{F}^-$ karışımı kuarterner amonyum reçine kolon içinden geçirilir. Kolon üzerinde $^{18}\text{F}^-$ ler tutulur. Geçen ^{18}O ise hedef malzeme olarak tekrar kullanılır. $^{18}\text{F}^-$ 'den FDG (florodeoksiglikoz) üretilir.



Şekil 4.20 Siklotrona dayalı $^{18}\text{F}^-$ üretim süreci iş dağılım ağacı

4.1.2 Tedavi uygulamaları

Radyasyon ile terapi; kısacası radyoterapi günümüzde kanser tedavisinde sıkça başvurulan yöntemlerden birisidir. Harici demetli radyoterapide çoğunlukla; X-ışını ya da elektron demetlerinden faydalanılmaktadır. Ancak radyoterapide protonların ve daha ağır parçacıkların (iyonlar, nötronlar) kullanılmaya başlanması ile, tedavide belirleyici olan; doz dağılımı ve doğrusal enerji aktarımı (Linear Energy Transfer-LET) ile ilgili biyolojik etmenlerde önemli getiriler sağlamıştır.

Günümüzde siklotronlar veya nötron jeneratörleri vasıtasıyla üretilen nötronlar, siklotronlar veya sinkrotronlar vasıtasıyla üretilen protonlar ile sinkro-siklotronlara veya sinkrotronlar vasıtasıyla üretilen daha ağır iyonlar (helyum, karbon, nitrojen, argon, neon vb.) kullanılarak harici demetli radyoterapi çalışmaları yapılmaktadır.

Tek enerjili (mono-energetic) yüklü parçacık demetlerinin, enerjisinin büyük kısmını küçük bir hacimde, dağılmadan ve menzillerinin sonuna kadar muhafaza edebildiklerinin bulunmasının ardından, temel nükleer fizik araştırmaları için tasarlanan siklotronlar radyoterapi uygulamalarında kullanılmaya başlanmıştır (Wilson, 1946).

Ancak söz konusu dönemlerde radyoterapide tedavi yöntemleri arasında mukayese sağlayacak biyolojik değerlendirme kriterlerinin henüz tanımlanmaması nedeniyle, bu alandaki gelişmeler yavaş olmuştur. Catterall ve Bewley tarafından 1955–1960 yılları arasında kanserli hücrelerin radyasyona olan direnci ve LET gibi kavramların tanımlanmasıyla, proton ve nötron terapi için bilinmesi gereken kriterlerin ortaya konması, modern siklotronları rutin kanser tedavi uygulamaları için standart araçlar haline getirmiştir. Siklotronların mucidi olan Lawrence kariyerinin son otuz yılını ağır parçacıkların kanser tedavisinde kullanımı üzerine harcamış, nötronları kullanarak ilk hasta tedavisini gerçekleştirmiştir. 1960 yılında Harvard Üniversitesi'ndeki sinkro-siklotron ile kanserli bir hipofiz bezinin Sweet ve Koehler tarafından tedavi edilmesi radyoterapide yüklü parçacıkların kullanılmaya başlaması adına önemli bir gelişme olmuştur.

Çizelge 4.14 Siklotron esaslı terapi tesisleri ve yetenekleri

ENSTİTÜ/MERKEZ	ÜLKE	TÜRÜ	TARİH	AÇIKLAMA
Berkeley 184 inç, CA.	ABD	p	1954–1957	sinkro-siklotron
Berkeley, CA.	ABD	He	1957–1992	sinkrotron
Uppsala	İsveç	p	1957–1976	sinkro-siklotron, 200 MeV
Harvard, MA.	ABD	p	1961	sinkro-siklotron
Dubna	Rusya	p	1967–1974	sinkro-siklotron
Moskova	Rusya	p	1969	sinkro-siklotron
St. Petersburg	Rusya	p	1975	sinkro-siklotron
Berkeley, CA.	ABD	ağır iyon	1975–1992	sinkrotron
Chiba	Japonya	p	1979	sinkrotron
TRIUMF	Kanada	π -	1979–1994	izokron siklotron
PSI (SIN)	İsviçre	π -	1980–1993	izokron siklotron
PMRC, Tsukuba	Japonya	p	1983	sinkrotron
PSI (72 MeV)	İsviçre	p	1984	izokron siklotron-ACCEL
Dubna	Rusya	p	1987	sinkro-siklotron
Uppsala	İsveç	p	1989	sinkro-siklotron
Clatterbridge	İngiltere	p	1989	sinkro-siklotron
Loma Linda, CA.	USA	p	1990	sinkrotron
Louvain-la-Neuve	Belçika	p	1991	70 MeV izokron siklotron-IBA
Nice	Fransa	p	1991	70 MeV izokron siklotron-IBA
Orsay	Fransa	p	1991	sinkro-siklotron-IBA
N.A.C.	G.Afrika	p	1993	izokron siklotron
MPRI, IN	ABD	p	1993	izokron siklotron
UCSF - CNL, CA	ABD	p	1994	izokron siklotron
HIMAC, Chiba	Japonya	ağır iyon	1994	sinkrotron
TRIUMF	Kanada	p	1995	izokron siklotron
PSI (200 MeV)	İsviçre	p	1996	izokron siklotron
G.S.I Darmstadt	Almanya	ağır iyon	1997	sinkrotron
Berlin	Almanya	p	1998	izokron siklotron
NCC, Kashiwa	Japonya	p	1998	izokron siklotron SHI/IBA
INFN-LNS, Catania	İtalya	p	2001	70 MeV, 1 oda, sabit yatay demet
NPTC (Harvard), MA	ABD	p	2001	230 MeV siklotron, 2 gantry/IBA
Hyogo	Japonya	p, iyon	2001	2 gantry; 2 yatay, 1 dikey demet
NAC, Faure	G.Afrika	p	2001	30° den fazla eğimli dikey demet
Tsukuba	Japonya	p	2001	270 MeV; 2 sabit gantry/Hitachi
CGMH	Tayvan	p	2001	250 MeV sinkrotron ve 230 MeV siklotron, 1'i sabit toplam 3 gantry,
Erlangen	Almanya	p	2002	gantry'li 4 tedavi odası
Wakasa Bay	Japonya		2002	çok amaçlı hızlandırıcı/Hitachi
Bratislava	Slovakya	p, iyon	2003	72 MeV siklotron, BNCT ve izotop üretimi
IMP, Lanzhou	Çin	C-Ar	2003	100MeV/u C iyonu (HIRFL) ve 900 MeV/u proton (CSR) tedavi
Shizuoka Kanser Merkezi	Japonya	p	2003	230 MeV sinkrotron, 1'i yatay toplam 2 gantry/Mitsubishi
Rinecker, Münih	Almanya	p	2003	230 MeV, 1'i sabit olan taramalı demetli 4 gantry/Accel
Florida Üniversitesi	ABD	p	2003	IBA

Çizelge 4.14 Siklotron menşeli terapi tesisleri ve özellikleri (devam)

CNAO, Milan & Pavia	İtalya	p, iyon	2004	sinkrotron; 2 gantry'li
Minamitohoku Hastanesi	Japonya	p, iyon	2005	Mitsubishi
Essen Üniversitesi	Hollanda	p, iyon	2006	IBA
Hampton Üniversitesi	İngiltere	p, iyon	2006	IBA
Pennsylvania Üniversitesi	ABD	p, iyon	2006	IBA
AUSTRON	Avusturya	p, iyon	planlanan	2 p gantry ve 1 iyon gantry;
Pekin	Çin	p	planlanan	250 MeV sinkrotron
Trieste	İtalya	p	planlanan	siklotron; 1 sabit gantry
Clatterbridge	İngiltere	p	planlanan	booster linak ile 200 MeV
ISS Rome	İtalya	p	planlanan	70 MeV'lik linak ile 200 MeV
Moskova	Rusya	p	planlanan	320 MeV kompakt siklotron
Krakow	Polonya	p	planlanan	60 MeV proton demeti
P.D.N.A.Inc., IL	ABD	p	planlanan	300 MeV proton; terapi/litografi

1960'lardaki ilk denemelerden yaklaşık elli yıl sonra proton terapi günümüzde; baş ve boyun, beyin ve kafatası, göz, omurilik, göğüs kafesi bölgelerinde görülen tümörler ile prostat (başlangıç safhası) ve gastrointestinal kanser tedavilerinde kullanılmaktadır. 1990'dan bu yana hastanelerde radyoterapi merkezleri oluşturulmaya başlanmıştır. Halen bazı nükleer araştırma merkezlerinde radyoterapi için kullanılmak üzere, değişken enerjili ve çok amaçlı kullanımlı bir çok siklotron tipi hızlandırıcının kurulum çalışmaları devam etmektedir. Önümüzdeki on yıl içerisinde söz konusu merkezlerin sayılarının daha da artacağı öngörülmektedir. Dünya'da bu alanda kullanılan siklotron tipi hızlandırıcıların tasarımı ve işletiminde öncülüğü; IBA (Belçika) ve SIEMENS (Almanya) firmaları üstlenmektedir. IBA'nın 2006 yılı verilerine göre son on yıl içerisinde (2007 yılı hariç olmak üzere) 14 proton terapi sistemi ile 1 adet karbon terapi sisteminin üretimi tamamlanmış olup, 2 adet karbon terapi sisteminin de ulusal ölçekli laboratuvarlar ile ortak inşaları devam etmektedir. IBA'nın 2010-2020 yılları arasındaki öngörüsü yılda, düşük maliyetli (15 M ABD Doları) ve küçük boyutlu 40 adet proton terapi sisteminin faaliyete geçirilmesidir. Proton terapi sistemlerinin fiyatları 30-50 M ABD Doları, karbon terapi sistemlerinin fiyatları ise 80-130 M ABD Doları arasında değişmektedir. Tabi ki inşaat ve yardımcı donanımlar ile birlikte bu maliyet iki katına çıkmaktadır. Proton terapi sistemlerinin sadece hızlandırıcı kısmının maliyeti, sistem fiyatının % 25'inden daha azdır (Proton terapi maksatlı bir siklotronun fiyatı yaklaşık 9 M ABD Dolarıdır). 400 MeV enerjili terapi maksatlı bir karbon hızlandırıcısının fiyatı ise 32 ile 51 M ABD Doları arasında değişmektedir.

4.1.2.1 Fiziksel ve biyolojik esaslar

Radyoterapideki esas amaç, tümörlü hücreleri, etraflarındaki sağlıklı hücrelere zarar vermeden yok edebilmektir. Uygun bir radyoterapi için göz önünde bulundurulması gereken en önemli parametreler; tedavi süresi (ışınlama hızı), tedavi için kullanılan demet türü (ayırıcılık, parçacık davranışı, doz hızı ve enerji) ve gerekli tedavi ekipmanlarıdır (doz ölçerler, radyasyon koruyucuları vb.). Radyoterapi esnasında tümörlü hücrelerin sağlıklı hücrelerden çok hassas bir şekilde ayırt edilmesi ve tümörlü hücrelere verilmesi gereken dozun; uygun geometride, birkaç noktadan yapılan ışınlamalar ile yoğun bir biçimde verilmesi oldukça önemlidir. Yüklü parçacıklar özellikle iyi fiziksel ayırma (seçicilik) özelliğine sahip olduklarından tümörlü bölgenin etrafındaki sağlıklı dokulara minimum doz, tümörlü bölgeye ise homojen bir doz verilmesini sağlarlar. Ayrıca ağır parçacıklar ile hastalıklı dokular üzerinde daha yoğun bir iyonizasyon etkisi oluşturulabildiğinden çok daha iyi bir radyobiyojik verim elde edilmektedir.

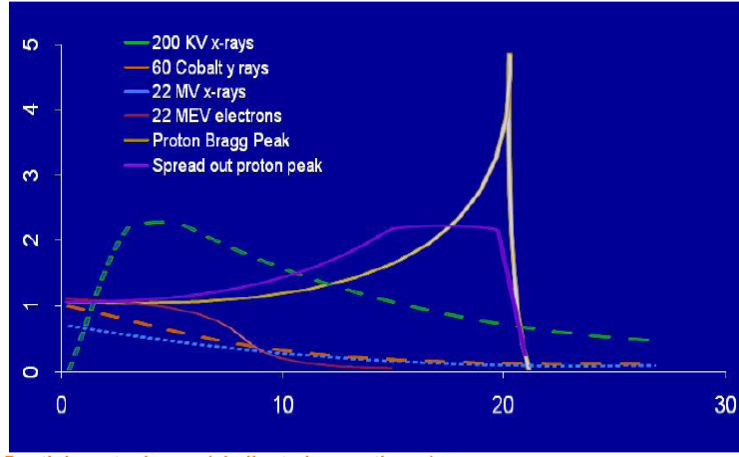
Fiziksel esaslar:

Bir iyon demetinin biyolojik bir yapıda neden olduğu iyonizasyon (dokulardaki elektronlar ile yapılan elastik olmayan etkileşmeler) iyon akısı ile biyolojik yapının durdurma gücüne bağlıdır. Durdurma gücü S ; yüklü bir parçacığın izlediği yol boyunca kaybettiği toplam enerji miktarıdır. Burada m_e ; elektronun kütlesi, e ; elektronun yükü, z ; gelen parçacığın kütlesi, v ; gelen parçacığın hızı, $N = N_0 \cdot \rho / A$ birim hacimdeki atom sayısı (N_0 ; avogadro sayısı, ρ ; hacimsel kütle, A ; atom numarası), Z ; ortamın yükü, $L(\beta)$ 'de β 'ya bağlı ($\beta = v/c$) bir fonksiyon olmak üzere, durdurma gücü aşağıdaki denklem ile verilmektedir.

$$S = \left(\frac{4\pi e^4}{m_e v^2} \right) N \cdot z^2 Z \cdot L(\beta)$$

Doğrusal enerji aktarımı (Linear Energy Transfer-LET) belli bir doğrultuda ilerleyen parçacığın aldığı birim yol başına, ortam tarafından soğurulan enerjidir ($\text{keV}/\mu\text{m}$). Ağır

iyonlar (örneğin karbonlar) yüksek LET'li parçacıklardır. Soğurulan doz $D = dE/dm$, parçacıkların dm kütlesi içerisinde kaybettiği enerjidir. Soğurulan doz birimi 1 Gray= 1 Joule/kg'dır. Tümörlere her noktada eşit bir şekilde doz aktarımını yapabilmesi için mutlaka menzil modülasyonlarının yapılması gerekmektedir. Radyoterapide kullanılan radyasyonlar derinlik-soğurulan doz eğrileri ile tanımlanırlar (Şekil 4.21). Derin doz eğrilerinde bir giriş (plato) bölgesi ile en sonda maksimum noktası (Bragg Piki) bulunmaktadır. Giriş dozu, pik bölgesindeki dozun yaklaşık 0.2-0.3'ü kadardır. Pikin ötesindeki doz ise hedef hacmin arkasındaki organların korunması için sıfır olmalıdır. Etkileşimler neticesinde ortaya çıkan ikincil radyasyonların oluşturduğu gereksiz dozlar, doz eğrisinde küçük katkı pikleri olarak bragg pikinden sonra gelir.



Şekil 4.21 Radyoterapide kullanılan önemli radyasyon türleri için derinlik-doz eğrileri

Proton demetlerinin diğer iyonlara göre bazı avantajları vardır. Bir proton tarafından verilen doz proton yavaşladıkça artar, durdurma noktası yakınlarında (Bragg Piki) giriş dozunun yaklaşık olarak 4 katı ve bu noktadan sonra ise sıfır olur. Tek Enerjili demetlerde bütün protonlar aynı menzillere sahiptir. Bu nedenle ideal bir tedavi için gereken maksimum doz aynı derinlikte verilir. Böylelikle menzil modülasyonlu proton demetleri çok derinlerdeki lezyonların tedavisi için uygun doz profillerine sahiptir. Ayrıca protonlar çok hassas bir şekilde kolime edilebildiklerinden, doğrusal yörüngelerinden fazla sapmazlar (çoklu saçılımlar ise oldukça zayıftır).

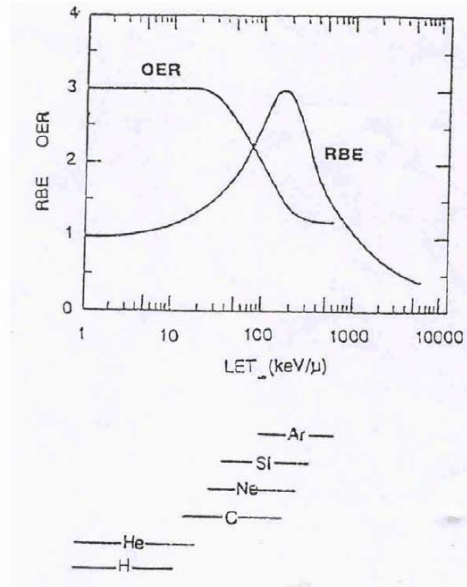
Biyolojik esaslar:

Terapide biyolojik safha için sağlıklı hücrelerin, hızlı bir biçimde sayıları artan tümörlü hücrelere oranını ifade eden denge durumu oldukça önemlidir. Denge durumu dâhili ve harici etkiler ile değişebilmektedir. Radyoterapide nispi biyolojik etkinlik (Relative Biological Effectiveness-RBE) ve oksijen üretim oranı (Oxygen Enhancement Ratio-OER) olarak adlandırılan iki ana biyolojik parametre bulunmaktadır. RBE, tek bir tür parçacıktan meydana gelen demet tarafından öldürülen tümörlü hücre sayısının, bir kobalt kaynağından yayılan fotonlar ile öldürülenlere olan oranıdır. OER ise, oksijen ihtiva eden hücreler ile oksijen içermeyen hücreler ışınlandığı zaman, bu hücrelerde aynı etkiyi yaratabilmek için gereken doz oranıdır.

Ağır parçacıklar, dağınık haldeki küçük lezyonların tedavisi için kullanılan zayıf iyonizasyon radyasyonlarına nazaran daha güçlü ve hızlı “bölgesel” bir etkiye sahiptir. Söz konusu parçacıkların geleneksel terapi yöntemlerine göre bazı önemli avantajları vardır. Bu avantajlar; yüksek LET değerli ağır parçacıklar için değişik tiplerdeki hücrelerin radyasyon hassasiyetindeki farklılıkların önemsiz olması ve tümörlü hücrelerin yüksek LET değerli ağır parçacıklar karşısında kendilerini yenileyebilme oranlarının çok düşük olmasıdır. Söz konusu avantajlar, geleneksel yöntemler ile tedavisi oldukça güç olan, radyasyona dayanıklı ve çoğunlukla tümörlü bölgenin ortasında bulunan kötü huylu (poorly-vascularized) hipoksik hücrelerin tedavisinde tedavi verimini artırırlar.

Tedavi sırasında ışınlama nedeniyle hücrelerde meydana gelen radyokimyasal reaksiyonlar, oksijen atomunun serbest radikallerinin oluşmasına neden olmaktadır. Bu yüzden hücrelerde yaşanan moleküler oksijen eksikliği, radyasyona olan direnci düşürür. Oksijenin söz konusu etkisi yüksek LET’li parçacıklar için önemsizdir. Anlaşılmaktadır ki; yüksek LET’li (hafif iyonlar ve nötronlar) tedaviler, özellikle X-ışınları vb. fotonlara karşı duyarsız olan, radyasyona dayanıklı tümörlerin tedavisinde daha iyi sonuçlar vermektedir. Bu tümörler çoğunlukla büyük ve yavaş büyüyen hücrelerdir.

Hafif iyonlar ile sağlanan yüksek iyonizasyon yoğunluğu sadece derinlikle doz artışına neden olmakla kalmaz, aynı zamanda radyasyon kalitesini de artırır. Yüksek LET değerlerinde radyasyon 200 keV/mm'e kadar artan bir RBE'ye sahiptir, bu değerden sonra ise RBE düşmeye başlar (Şekil 4.22). Derin noktadaki etkin biyolojik doz, fiziksel doz arttırılsa dahi giriş bölgesi dozuna bağlıdır. Ayrıca protonlar ve daha ağır iyonlar oldukça iyi doz-hacim eğrilerine (DVHs) sahiptir.



Şekil 4.22 Değişik iyonlar için LET değerlerine karşılık OER ve RBE değerleri

4.1.2.2 Ağır parçacık terapisi ve siklotronlar

Yapıları gereği ağır parçacıkların (örneğin; proton elektrondan 1836 kat daha ağırdır) hızlandırılması ve saptırılması oldukça zordur. Dolayısıyla bu parçacıkları hızlandırmakta kullanılan sistemlerin enerji tüketimleri, işletme harcamaları ve kapladıkları alanlar diğer hızlandırıcı sistemlerine nazaran daha fazladır. Ağır parçacıklar modern siklotron sistemleri vasıtasıyla değişik enerji ve akımlarda oluşturulabilmektedir.. Siklotronlarda tedavi amaçlı olarak hızlandırılan parçacıklar bugün itibarıyla karbon iyonu ile sınırlıdır (Çizelge 4.15). Daha büyük iyonlar için daha büyük güçteki hızlandırıcılar (örneğin Ne için sinkrotronlar) tercih edilmektedir.

Çizelge 4.15 Karbon terapi maksatlı bir siklotronun genel özellikleri

ÖZELLİK	AÇIKLAMA
Parçacık türü	Karbon, (aynı zamanda proton, alfa gibi iyonları hızlandırabilir)
Demet enerjisi	100-400 MeV
Demet akımı	0.01-0.5 nA (hızlı ve doğru olarak ayarlanabilir)
Enerji değişim hızı	2 s
Diğer özellikler	İkincil demetler için hızlandırıcı çıkışındaki akımlar daha yüksek olabilir
	Hızlı ve kesin bir akım modülasyonu (bir kaç kHz'den fazla) mümkündür
	Emniyet, güvenilirlik, uygunluk (% 98 den fazla) ve bakım kolaylığı vardır
	Makul bir güç sarfiyatı bulunmaktadır

Terapi amaçlı bir hızlandırıcının tasarımı ve özellikleri ortaya konurken , tedavi için gereken dozimetrik özelliklerin göz önünde bulundurulması oldukça önemlidir. Her bir dozimetrik özelliğe karşılık gelen bir hızlandırıcı parametresi bulunmaktadır.

Söz konusu dozimetrik özelliklerin başında parçacıkların doku içerisindeki menzilleri gelir. Parçacık menzili, hızlandırıcının çalışma enerjisi aralığını tayin eder. İnsan anatomisi gereği bu menzil ortalama olarak 20-25 cm arasında değişmektedir (daha düşük olabilir, örneğin göz için 3 cm). Bir diğer önemli dozimetrik özellik ise parçacıkların doku içerisindeki etkin doz hızıdır. Bu özellik hızlandırıcıdan elde edilen demetin yoğunluğu ile tayin edilir. Örneğin vücutta 32 cm derinlikte bulunan ve tedavisi için 2 Gy/dk'lık doz ışınlama hızına ihtiyaç duyulan bir tümörün tedavisi için uygun bir hızlandırıcının özellikleri Çizelge 4.16'da verilmektedir.

Çizelge 4.16 Tedavi için öngörülen dozimetrik özellik ve ilgili hızlandırıcı parametresi

DOZİMETRİK ÖZELLİK	HIZLANDIRICI PARAMETRESİ
doku içindeki maksimum menzil (suda 32 cm)	enerji (karbon iyonu için 440 MeV)
doz hızı (2 Gy/dk)	demet akımı (5 nA direkt, degrader ile 300 nA)
tedavi yüzeyi (25 x 25 cm)	emittans (özellikle gausyen)
tedavi yüzeyi düzgünlüğü (2,5%)	demet iletim hattı
demet kontrolü akım kararlılığı, uygun pozisyonlama ve kısa durdurma süresi	kaynak, zaman yapısı ve demet iletim hattı

Nötron terapi ve siklotronlar

Siklotron tipi hızlandırıcılardan elde edilen değişik enerjili ve akımlı farklı tipteki yüklü parçacıkların; Be, W, Ta, C ve Li gibi hedef malzemelere çarptırılması [W(p,n), Ta(p,n), ^{18}O (p,n), ^{12}C (p,n), ^7Li (p,n) ve ^9Be (p,n) gibi reaksiyonları] neticesinde tedavi için uygun özelliklere haiz nötron demetleri üretilebilir.

Tedaviye uygun bir nötron akısı için siklotronlardan elde edilen parçacıkların enerjisi ve akımı mutlaka optimize edilmelidir. Nötron terapisinde çoğunlukla epitermal nötronlardan faydalanılmaktadır.

Gerekli epitermal nötron demetinin üretimi, kolimasyonu vb. için; yavaşlatıcı (moderatör) olarak; grafit, su, ağır su, polietilen, MgF_2 , Teflon, Al/ AlF_3 / LiF , yansıtıcı (reflektör) olarak; Pb, Al_2O_3 , filtre olarak ise W, Fe, Pb, Bi seçilebilir.

Bu aşamadan sonra tümörün büyüklüğüne ve vücut içerisindeki konumuna göre, hastaya verilmesi gereken doz için gerekli ışınlama süreleri hesaplanabilir. Yüksek demet yoğunluğuna gereksinim duyulan nötron terapi için, iyon kaynağı olarak sabit frekanslı orta enerjili izokron siklotronlar oldukça kullanışlıdır.

Nice (Fransa)'deki 65 MeV enerjili siklotron, Clatterbridge Douglas tıp merkezindeki 62 MeV enerjili ticari siklotron (Scanditronix) bu amaçla kullanılan önemli siklotronlardır.

Detroit Harper Hastanesi'nde (ABD) kullanılan kompakt süperiletken siklotronu diğer bir önemli siklotron sistemidir. 60 MeV enerjili, 30 μA 'lık proton demeti ile 40 MeV enerjili döteron demeti oluşturabilen bu hızlandırıcının çapı 30 cm, ağırlığı ise 25 ton'dur. Siklotronun bu yapısı; siklotronun tüm parçaları ile birlikte döner bir gantry üzerine yerleştirilebilmesine ve dâhili bir hedef malzemenin proton ile ya da döteron ile vurulması sonucu elde edilen nötronların kolime edilerek sırt üstü yatan bir hastaya her doğrultuda verilmesini sağlar.

4.1.2.3 Proton terapi ve siklotronlar

Protonlar enerjilerinin büyük bir bölümünü tümöre en etkin doz verecek şekilde lezyon bölgesine kadar muhafaza edebilirler. Geleneksel radyoterapi yöntemlerinin aksine proton terapide yüzey çıkış dozu yoktur. Yani protonlar tümüyle lezyon bölgesinde soğurularak hedef arkasındaki dokulara çok düşük miktarlarda doz aktarırlar. Proton demetlerinin nüfuz edeceği derinlik demet enerjisine bağlı olup, bragg piki bölgesinde dokulara maksimum giricilik göstermektedir. Siklotronlardan elde edilen proton demetlerinin; sürekli olması, iyi bir çıkış demeti emittansı vermesi ve ayrıca iyi bir enerji dağılımı sunması önemli getirilerdir. Bu demetler elektrostatik yönlendirici, düzenleyici ve gantry sistemleri vasıtasıyla tümörlü hücrelerin üzerine yönlendirilirler. 200 MeV'den yüksek enerjili ve 300 nA'den düşük çıkış akımlı siklotronların sıkça kullanıldığı proton terapide, genel siklotron parametreleri Çizelge 4.17'de verilmektedir.

Çizelge 4.17 Proton terapi maksatlı bir siklotronun genel özellikleri

ÖZELLİK	AÇIKLAMA
Parçacık türü	proton
Demet enerjisi	70-230 MeV
Demet akımı	0.2-10 nA (hızlı ve kesin bir şekilde ayarlanabilmektedir)
Enerji değişim hızı	2 s
Diğer özellikler	İkincil demetler için hızlandırıcı çıkışındaki akımlar daha yüksektir
	Hızlı ve kesin bir akım modülasyonu (bir kaç kHz'den fazla) mümkündür
	Emniyet, güvenilirlik, uygunluk (% 98 den fazla) ve bakım kolaylığı vardır
	Makul bir güç sarfıyatı bulunmaktadır
	Boyutları ve maliyetleri, ağır parçacık hızlandırıcılarına göre daha azdır

Enerji:

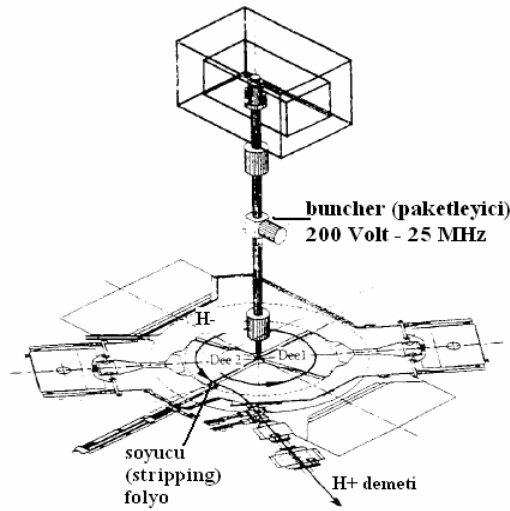
Siklotronların enerji değerlerinin bilinmesi proton terapi amaçlı tasarımı basitleştirmektedir. Örneğin bu tür bir hızlandırıcıda mıknatıs çok daha ergonomik şekilde tasarlanabilir, böylelikle demet parametrelerinin hassas ayarları için kullanılan bobinlere artık gerek duyulmaz. Hızlandırıcının RF frekansı ile demet hattının diğer parametreleri de artık bellidir.

Mıknatıs:

Proton terapi amaçlı siklotronların boyutlarını düşürmek için yüksek manyetik alanlar tercih edilmelidir. Bu seçimin iki önemli gerekçesi bulunmaktadır. Bunlardan ilki, düşük manyetik alan demet çıkışında ayırma (stripping) kayıplarına neden olur. İkincisi ise süperiletken mıknatıs kullanımınıdır. Normal mıknatısların yarısı kadar bir süperiletken mıknatıs ile daha yüksek manyetik alanlar elde edilebilir.

Demet yoğunluğu:

Bir izokron siklotrondan yüksek yoğunluklu ve sürekli bir demet elde edilebilmektedir. Söz konusu yetenek emniyet/güvenilirlik için kilit parametredir. Bu tür siklotronlarda aynı zamanda demet yoğunluğu kolaylıkla kontrol edilebilmektedir. Elde edilen demetin oldukça kararlı olması, hareketli bir demet iletimine gereksinim duyulan sistemler için önemli bir artıdır. Ayrıca harici bir enjeksiyon sistemi kullanılarak siklotron daha esnek bir yapıya kavuşturulabilir. MEDICYC siklotronunda H^- demetinin çıkış yoğunluğunun kontrolü enjeksiyon hattında bulunan paketleyici (buncher) sisteminde yapılmaktadır (Şekil 4.23).



Şekil 4.23 Nice'deki (Fransa) 65 MeV'lik MEDICYC siklotronunun demet yoğunluğu kontrol ve ince ayar sistemi

Demet iletim sistemi:

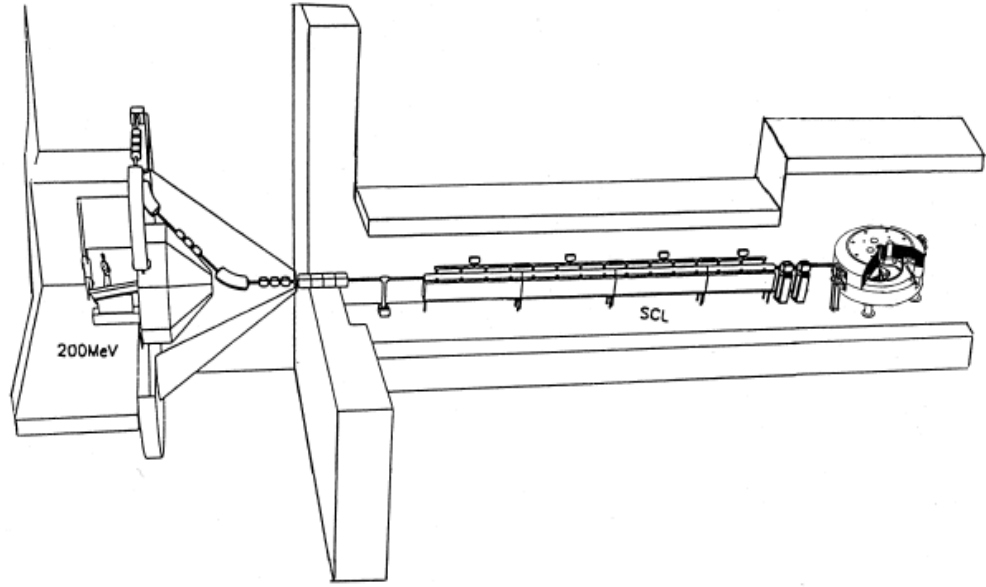
Bir siklotrondan elde edilen demetin tedavi odasına yönlendirilmesinde üzerinde yönlendirici, odaklayıcı ve eğici mıknatıslar bulunan, nükleer fizik çalışmalarındaki benzer demet iletim hatları kullanılmaktadır.

Tedavi esnasında arzu edilen enerji seviyesini ayarlayabilmek için (oftalomojik tedavilerde 70 MeV, kafatasında yapılan tedavilerde 200 MeV ve üzeri) demet hatlarına hareketli enerji düşürücüler (degrader) yerleştirilebilmektedir. Hasta girişindeki demet şekli dar bir gausyendir. Bir tümörün üç boyutlu ışınlanmasını, istenen şekilde gerçekleştirebilmek için; bir demet iletim hattı, demetin yan (lateral) sapma düzeltilmesi, değiştirilebilir enerji, değişik ışınlama süreleri, ışınlama pozisyonuna duyarlı izleme/kontrol monitörleri, arıza durumunda ani kapanma gibi özelliklere sahip olmalıdır.

GANTRY sistemi:

Proton terapi uygulamalarında sağlıklı dokuların doz almasını önlemek için, tümörlü hücreler farklı doğrultulardan bir veya birkaç defa ışınlanmalıdır. Bu nedenle tedavide kullanılan demetler değişik doğrultularda ve enerjilerde ayarlanabilmelidir. Bilindiği üzere siklotron tipi hızlandırıcılarda çalışma enerjisi aralığı değiştirildiğinde demet hattının yeniden tasarlanması gerekmektedir.

Siklotronların gantry olarak adlandırılan hareketli dönebilir ışınlama sistemleriyle birlikte kullanılmasıyla, herhangi bir modifikasyona gerek kalmadan hem enerjileri, hem de ışınlama doğrultuları istenen şekilde ayarlanabilmektedir. Hastane menşeli ilk gantry sistemi 12 metre çapındadır. IBA tarafından NPTC (ABD)'de kurulan gantry biraz daha küçüktür. PSI'da uygulanan "kompakt spot tarama gantry" konseptinde (Şekil 4.24); tedavi süresince hastanın hareket ettirilmesi öngörüldüğü için (eksantrik konsept) kullanıcılara boyut açısından iyi bir optimizasyon imkanı (4 m çap) sunmaktadır.



Şekil 4.24 PSI'daki (İsviçre) proton terapi amaçlı kullanılan siklotron ve gantry sistemi

Sonuç:

Bilindiği üzere siklotronlar yüksek demet yoğunluklu parçacıkları hızlandırabilmektedir. Bu nedenle özellikle izokron siklotronlar nötron terapi için en uygun hızlandırıcılardır.

Proton terapide kullanılan siklotronlarda hızlandırma işlemi 10-20 μ s kadar sürdüğünden, düşük enerjilerdeki demetler çok hızlı bir şekilde yüksek enerjilere çıkarılabilmektedir. Üstelik demet yoğunluğunun sürekli olarak kontrol edilmesi de mümkündür. Sistem herhangi bir kaza ya da tehlike durumunda enjeksiyon hattından iyon akışının kesilmesiyle 20 μ s'den az bir süre içerisinde kapatılabilmektedir. Bu nedenle oldukça emniyetlidir. Bu sürede hasta standart dozun en fazla milyonda biri kadar bir doz alabilir. Kolaylıkla programlanabilen bir sayısal kontrol sistemi siklotronun çalıştırılması ve işletimi için yeterlidir. Sistemin kullanımının fazla karmaşık olmaması personel sayısını ve dolayısıyla personel maliyetlerini düşürmektedir.

4.1.2.4 Proton terapi maksatlı siklotron tasarımları

Siklotronların küçük yer kaplaması, çalışma istasyonları ile gantry'lerinin tesis bünyesinde bulunması onları proton terapi uygulamalarında sinkrotron ve linaklara iyi bir rakip yapmaktadır.

Siklotron bazlı bir proton terapi tesisi için sistemin donanımları az yer kapladığından bina/inşaat maliyetleri daha düşüktür. Bu bakımdan kompakt bir gantry'ye sahip süperiletken bir siklotron, proton terapi için oldukça uygun bir çözümdür. Ayrıca süperiletken bir siklotronda yine süperiletken bobinler kullanıldığı için işletme maliyetleri de düşürülmektedir. Hızlandırılan iyonlara sabit enerji yüklemeleri yapan sabit frekanslı izokron siklotronlar, bir proton terapi tesisi için işletim kolaylığı sunması bakımından en pratik çözümdür.

Çizelge 4.17 Proton terapi maksatlı önemli siklotron türleri ve enerjileri

Merkezler	Siklotron Türü	E_{max} (MeV)
Villigen (Çin)	ring-siklotron	590
PSI (İsviçre)	süperiletken siklotron	250
KVI/AGOR (Hollanda)	süperiletken siklotron	200
Uppsala (İsveç)	sinkro-siklotron	200
HMI, Berlin (Almanya)	ayrılmış sektör siklotronu	75
TRITRON, Münih (Almanya)	süperiletken siklotron	64
MSU (ABD)	süperiletken siklotron	250
NAC (G.Afrika)	süperiletken siklotron	200
IBA (Belçika)	izokron siklotron	235
SIEMENS/CAL	süperiletken siklotron	238

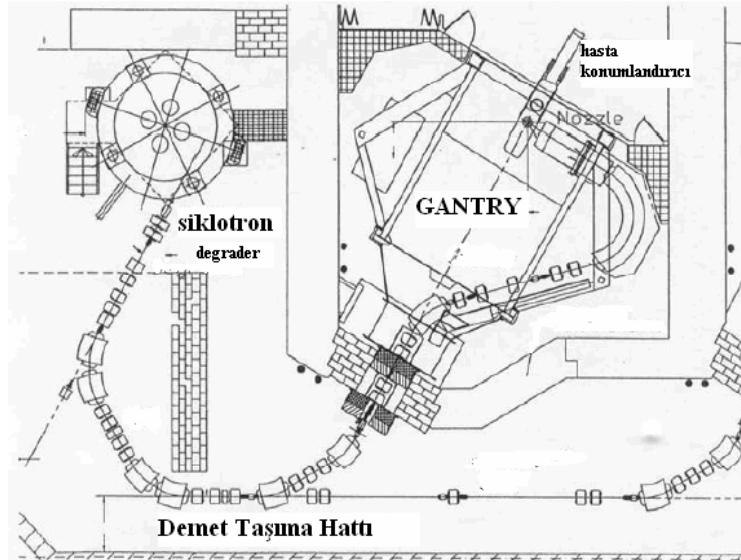
Günümüzde farklı derinlik ve özelliklerdeki pek çok tümörün tedavisinde kullanılan çok sayıda siklotron bulunmaktadır. Çizelge 4.17'de yüksek enerjili proton terapi maksatlı olarak kullanılan siklotronlar gösterilmektedir. Çizelgenin son iki satırında bu alanda dünya'nın lider kuruluşlarından IBA (Belçika) ve SIEMENS (Almanya) tarafından hastaneler için tasarlanan siklotron sistemleri görülmektedir. Bu makinelerde hem oda sıcaklığında çalışan mıknatıslar hem de süperiletken mıknatıslar kullanılabilir. Bu siklotronlar dört ana başlık altında toplanabilir.

Oda sıcaklığında çalışabilen siklotron tasarımları:

Hastane menşeli ilk proton terapi sistemi Ion Beam Application (IBA) tasarımı olan 235 MeV enerjili izokron siklotronudur. Söz konusu siklotron ve beraberindeki gantry Massachusetts General Hospital’da (Boston/ABD) faaliyet göstermektedir. Söz konusu tasarım, geleneksel bobinler tarafından oluşturulan yüksek manyetik alanlı bir tercihtir, demet çıkış yarıçapındaki manyetik alan 2,15 T’dir.

Çizelge 4.21 IBA tasarımı 235 MeV’lik siklotronun temel özellikleri

MIKNATIS	Sektör sayısı	4
	Dıştan dışa çap	4.30 m
	Bobin içindeki akım yoğunluğu	155 A/cm ²
	Toplam ağırlık	220 ton
	Güç	200 kW
RF	karşılıklı vadi içerisinde 2 adet Dee	
	Frekansı	107.15 MHz
	Harmonik mod sayısı	4
	Dee giriş gerilimi	60 kV
	Dee çıkış gerilimi	130 kV
DİĞER	RF gücü	85 kW
	Enjeksiyon	dahili iyon kaynağı



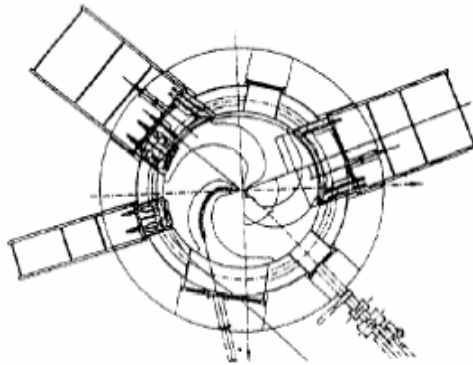
Şekil 4.25 IBA tasarımı 235 MeV’lik siklotron ve gantry sistemi

Kompakt süperiletken siklotron tasarımları:

Fransa'nın Nice şehrindeki siklotron laboratuvarında bulunan 238 MeV enerjili sektör odaklamalı kompakt süperiletken siklotron SIEMENS tarafından tasarlanmıştır. Söz konusu siklotron; spiral şekilli üç adet sektöre ve her bir sektörün merkezine doğru uzanan oluk şeklindeki RF kavitelere sahiptir. Söz konusu tasarım siklotronun altı sektörlü bir makineymiş gibi davranmasına neden olmaktadır. Bu üç RF kavite merkez noktasında galvanizlenerek birbirine bağlanmıştır. Parçacıklar RF kavitele içerisinde 400 tur sonunda maksimum enerji değerine ulaşırlar.

Çizelge 4.20 SIEMENS tasarımı 238 MeV'lik süperiletken siklotronun temel özellikleri

MIKNATIS	Sektör sayısı	6
	Dıştan dışa çap	3.10 m
	Bobin içindeki akım yoğunluğu	6800 A/cm ²
	Toplam ağırlık	80 ton
	Güç	35 kW
RF	Galvanizlerek bağlanmış 3 adet Dee	
	Frekansı	110 MHz
	Harmonik mod sayısı	3
	Dee giriş gerilimi	80 kV
	Dee çıkış gerilimi	130 kV
RF gücü	120 kW	
DİĞER	Enjeksiyon	nötral demet merkezi stripper



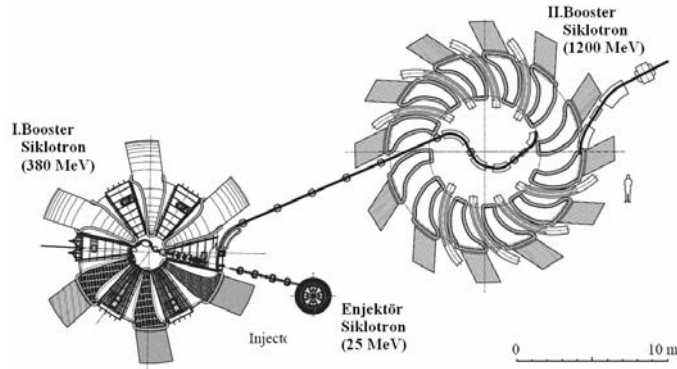
Şekil 4.26 SIEMENS tasarımı 238 MeV'lik süperiletken siklotron

Süper iletken ring-siklotron tasarımları:

Güney Afrika Ulusal Hızlandırıcı Merkezi tasarımı olan 200 MeV enerjili süperiletken ring-siklotronu; 15 tonluk, 4 adet “S” şeklindeki süperiletken bobinden oluşan bir mıknatıs bütününe sahiptir. Her bir bobine bağlı bir kriyostat bulunmaktadır. Siklotronun merkezine bağlanan bir iyon kaynağı mevcuttur. Ring-siklotronda sektörler arasındaki oluklar içindeki düşük manyetik alanlı bölgelere bağlı olan ekstraksiyon sistemi elemanlarının radyal hareketleri ile farklı enerjide çıkış demetleri elde edilebilmektedir.

Booster siklotron tasarımları:

Halihazırda düşük enerjili proton terapi yapabilen bazı merkezler, mevcut enerjilerini yüksek enerjili terapi için gereken 200 MeV’lik seviyeye çıkarmak için çalışmaktadır. Çok küçük modifikasyonlarla her siklotron negatif yüklü iyonları hızlandırabilir ve ince ayırıcılar kullanılarak nötral bir çıkış demeti oluşturabilir. Nötral demet optik özellikleri sayesinde (düşük sapma) uzun bir demet hattı boyunca kayıpsız iletilir, akabinde kompakt bir süperiletken hızlandırıcıya ulaşır. Nötral demet bu booster sistem içerisinde ikinci bir ayırıcı folyodan geçerek tekrar yüklü hale gelir ve daha da hızlandırılmak üzere hareketine devam eder. Şekil 4.27’de 25 MeV enerjili bir enjektör siklotrondan elde edilen nötral demetin, önce 380, sonra 1200 MeV’e çıkarılabildiği booster siklotron konsepti görülmektedir.



Şekil 4.27 Booster siklotron (boosting) konsepti

4.1.3 Nükleer spektroskopi uygulamaları

Siklotron tipi hızlandırıcıların kullanıldığı bir başka alanda nükleer spektroskopi uygulamalarıdır. Siklotronlardan elde edilen yüklü parçacıklar, özellikle protonlar taşıyıcı alt demet hatları vasıtasıyla nükleer spektroskopik uygulamalar için tasarlanmış deney düzeneklerine yönlendirilirler. Bu deney düzeneklerinde gelen proton demetleri değişik enerji ve akım yoğunluklarında ayarlanarak malzeme karakterizasyonu çalışmalarında kullanılırlar.

4.1.3.1 Charged Particle Activation Analysis (CPAA) Tekniği

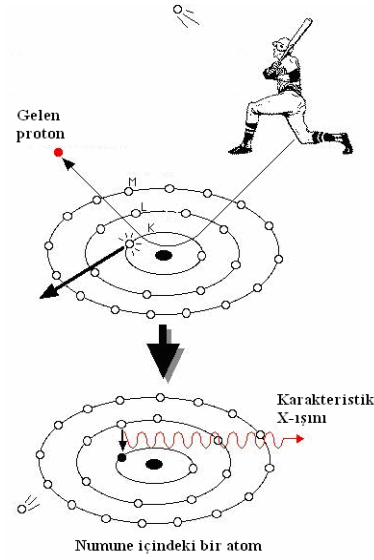
Yüklü parçacık aktivasyon analizi, siklotron tipi hızlandırıcılar için önemli bir uygulama alanı olup, katı numunelerin yüzey tabakasındaki element yoğunluğunun belirlenmesi için kullanılan analitik bir yöntemdir. Söz konusu yöntem radyoizotop üretimde kullanılan yüklü parçacık uyarımlı nükleer reaksiyonlara dayanmakta ve özellikle enerjileri 15-30 MeV arasında değişen protonlar için uygulanabilmektedir. Söz konusu teknik analiz edilen örneklerin kimyasal formundan bağımsız olduğu için, özellikle karmaşık biyolojik yapılarda (kan plazması) aynı elementin farklı izotopunun tespitinde kullanılabilir. Günümüzde özellikle yarı iletken malzeme üreten sektörlerde, çok düşük safsızlık miktarlarının analizleri için yoğun talep bulunmaktadır.

4.1.3.2 Ion Guide Isotope Separator On-Line (IGISOL) Tekniği

15-30 MeV enerjili siklotronlardan elde edilen yüklü parçacık demetlerinin kullanıldığı olası araştırma konularından bir diğeri de IGISOL tekniğidir. Daha çok kısa ömürlü ($T_{1/2} > 0,1$ ms) izotopları incelemek için kullanılmaktadır. IGISOL yönteminde fisyonla uğrayabilecek bir uranyum hedef, 15-30 MeV enerjili proton demeti (akım şiddeti 20-100 μ A) ile bombardıman edilir. Müteakiben hedefte yaşanan fisyon bölünmeleri neticesinde bol miktarda nötron üretilir. IGISOL tekniğinin nükleer fisyonla kullanımı, nötron yayılımı bakımından zengin olan 40'dan fazla yeni izotopun bulunmasını sağlamıştır. Bozunum spektroskopisi yanında, harici veya yabancı çekirdeklerin özelliklerinin araştırılmasında da yaygın olarak kullanılan bir tekniktir.

4.1.3.3 Proton Induced X-ray Emission (PIXE) Tekniği

Analitik bir metot olan PIXE tekniği genellikle 1-4 MeV enerjili protonlar ile yapılmaktadır. Protonlar numune yüzeyine yakın bölgelerde (10000 \AA^0), atomların elektronları ile esnek olmayan çarpışmalar yaparak bu elektronları uyarırlar. Uyarılmış durumdaki atomlar kendilerine özgü karakteristik bir X-ışını yayınlayarak kararlı hale geçerler.



Şekil 4.28 PIXE yöntemi prensibi

Yayınlanan karakteristik X-ışınları Si(Li) ya da Germanyum detektörler ile tespit edilir. Detektörden gelen sinyaller (pikler halinde) güçlendirilerek bir puls yükseklik analizöründe toplanır. Her bir puls numune içindeki elementlerin bağlanma enerjisine karşılık gelir. Böylece numune yapısının çözülmesi sağlanır. X-ışını yayılım miktarı malzemedeki element yoğunluğu ile orantılıdır.

Detektör katı açısı, verimi ve X-ışını yayılım tesir kesiti gibi kritik parametreler bilindiği için, numuneden yayımlanan X-ışınlarının detekte edilmesi ile element kompozisyonu hesaplanabilir.

Çizelge 4.21 PIXE yöntemi uygulama alanları

UYGULAMA ALANI	AÇIKLAMA
Biyomedikal uygulamalar	Dermatolojik numune analizleri, nörobiyoloji
Jeolojik uygulamalar	Deniz suyu, tatlı su vb. analizleri, maden arama çalışmaları
Arkeolojik uygulamalar	Eski çömlek, papirüs, el yazması parçalarının incelenmesi
Malzeme analizleri	Katı hal fiziği ve elektronığı (korozyon ve aşınma, tek kristal ya da yüzeylerin safsızlık ölçümleri vb.) ile diğer malzeme (saf metaller, katalitik malzemeler, asitler, seramik tabanlı süperiletken malzemeler vb.) analizleri

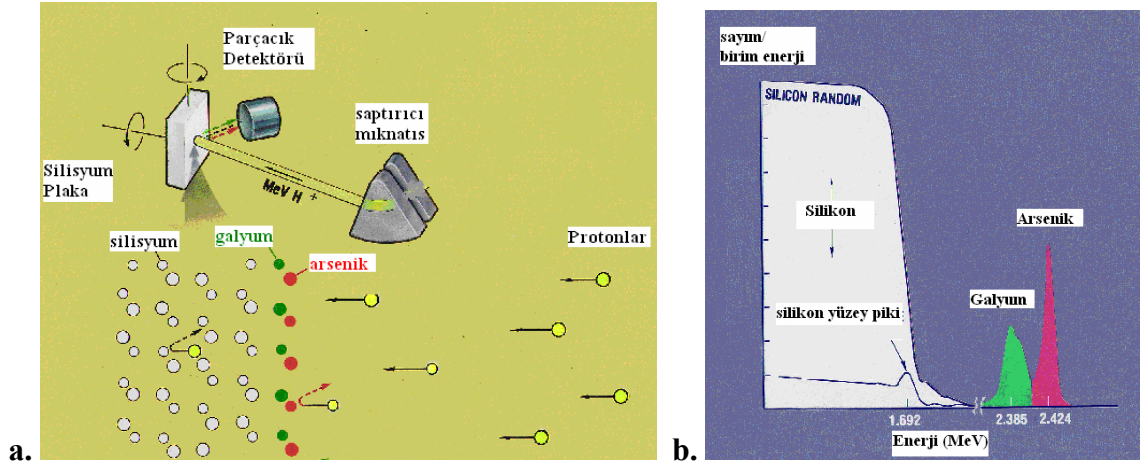


Şekil 4.29 PIXE düzeneği

4.1.3.4 Rutherford Back Scattering (RBS) Tekniği

Rutherford Geri Saçılımı birkaç MeV'lik protonların kullanıldığı tahribatsız çoklu element analiz yöntemidir. RBS analizleri çoğunlukla malzemenin kompozisyonu ve elementlerin malzeme içindeki dağılımının tespiti için kullanılmaktadır.

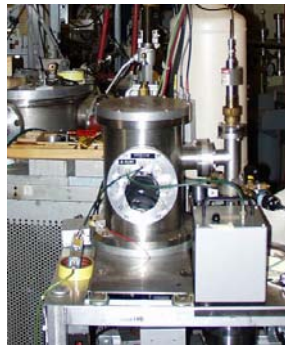
Bu metotta bir kaç mm² lik bir vakum çemberi içerisinde alınan ölçümler analiz edilir. 0.1–5 MeV enerjili H⁺ gibi hafif iyonlar katı bir hedefe çarptırıldıktan sonra, detektör doğrultusunda geriye saçılan iyonların enerjileri ve sayıları detekte edilir. Geriye saçılan parçacıkların enerjisi hedef atomlarının kütlesini vermektedir.



Şekil 4.30 Si plaka üzerindeki GaAs tabakasının RBS yöntemi ile analizi:

- a. Şematik gösterim
- b. Saçılan parçacıkların enerji spektrumu

0.1–5 MeV enerjili H⁺ gibi hafif iyonlar katı bir hedefe çarptırıldıktan sonra, detektör doğrultusunda geriye saçılan iyonların enerjileri ve sayıları detekte edilir. Bir elementten saçılan iyon miktarı, elementin numunedeki bulunma sıklığı ile orantılıdır. Bu nedenle RBS katı bir numune deki her bir elementin derinlik profilini kantitatif olarak verebilir. Örneğin puls yükseklik analizöründe ölçülen Ga ya da As sinyalinin pik genişliğinin, GaAs filminin kalınlığı veya bölgesel yoğunluğu ile orantılı olduğu söylenebilir (Şekil 4.30). Sonuç olarak çok katmanlı malzemelerin ve ince filmlerin yapısal analizleri için enerji/derinlik arasında bir ilişki elde edilebilir.



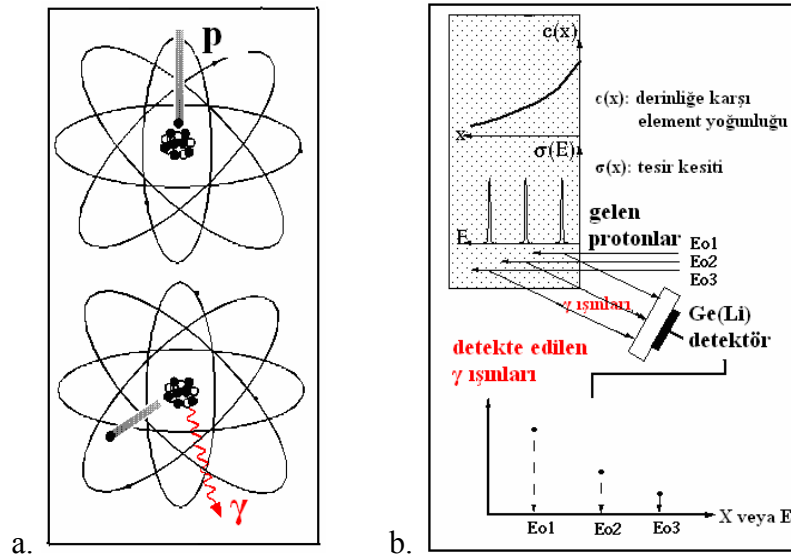
Şekil 4.31 RBS düzeneği

Çizelge 4.22 RBS yönteminin uygulama alanları ve sağladığı avantajlar

UYGULAMA ALANLARI	AVANTAJLAR
Numunedeki elementlerin derinlik bilgisi (Kati numunelerdeki safsızlıkların derinlik profilleri elde edilir, ince filmlerin kalınlık ve kompozisyon analizleri)	Analiz için kullanılan derinlik çözünürlüğü iyi bir numune-detektör açısı ile 50 Å'e kadar düşürülebilmektedir.
RBS, X ışınlarının detektör penceresinde soğurulduğu hafif element analizlerinde PIXE yöntemini tamamlayıcı bir metottur	Çabuk analiz imkânı sunar. Normal bir analiz 10 dk'dan daha kısadır.
Ağır element analizleri için oldukça hassastır	X ışını spektroskopisinin aksine kolay bir biçimde kullanılabilir bilgi haline dönüştürülebilir. RBS spektrumu ve sistemin simülasyon yeteneği sayesinde ölçüm parametrelerinin analizi kolaydır.

4.1.3.5 Particle Induced Gamma-ray Emission (PIGE) Tekniği

Yüklü bir parçacık (genellikle H^+) hedef atomun çekirdeğine yaklaştığı sırada Coulomb kuvveti etkisiyle geriye doğru itilir. Şayet gelen parçacık Coulomb kuvvetini yenecek büyüklükte bir enerjiye sahip ise Coulomb engelinden geçerek, çekirdek içerisine girer. Burada yaşanan etkileşim neticesinde gama ışını ve parçacık yayınımları ile sonuçlanan bir nükleer reaksiyon meydana gelir.



Şekil 4.32 PIGE yöntemi:

- Genel prensibi
- Bir malzemenin yoğunluk profilinin eldesi

Yayınlanan her gama ışınının enerjisi yayınlandığı çekirdeğe özgüdür. Bu gama ışınlarının enerjileri numunelerin elementel karakterizasyon ve izotop karakterizasyon çalışmaları için kullanılmaktadır. PIXE yöntemi ile pek çok benzerliği olan PIGE analizlerinde daha büyük hacimli Ge(Li) ya da NaI(Ti) detektörler kullanılmaktadır. Ge(Li) detektörlerin verimleri kötü, ancak rezolüsyonları oldukça iyidir. NaI(Ti) detektörlerin ise verimleri iyi, fakat rezolüsyonları kötüdür. PIGE analizleri genellikle PIXE ve RBS teknikleri ile birlikte uygulanabildiğinden, bu üç teknik birbirinin tamamlayıcısı yöntemler olarak kabul edilmektedir. PIGE tekniği daha çok Li, F, Na, Mg ve Al gibi düşük atom numaralı (Z) elementlerin, numune yüzeyindeki konsantrasyonlarını ölçmek için kullanılmaktadır. Ayrıca N, C ve Si, atomları da iyi bir hassasiyet ile belirlenebilir. PIGE tekniğinde bir numunenin yoğunluk profili bilgisi, (p , γ) reaksiyonları vasıtasıyla farklı proton enerjileri ve tesir kesitlerinden faydalanılarak dolaylı olarak elde edilebilmektedir.

4.1.3.6 Elastic Recoil Detection Analysis (ERDA) Tekniği

ERDA yöntemi tahribatsız bir analiz metodudur. Daha çok çevresel, biyolojik, jeolojik, metalürjik ve arkeolojik (eser element analizi) çalışmalarda kullanılan ERDA tekniğinde; özellikle hızlandırıcılardan elde edilen ağır iyon demetleri kullanılarak, numune üzerinde elastik saçılmalar oluşturulmasıyla, buradan geriye saçılan birincil iyonların enerji kayıpları hesaplanabilmektedir. Burada hedef malzemenin çekirdekleri ile yapılan çarpışmalar esnek olduğu için, enerji ve momentum korunumu yasaları kullanılarak saçılma merkezlerinin kütlesi hesaplanabilir. Hesaplamalar sırasında Rutherford saçılma tesir kesitlerinin kullanılmasıyla, çarpışma noktasındaki element miktarları da bulunabilir. Numune çarpıp saçılan H^+ gibi parçacıklar silisyum bir detektör ile algılandıktan sonra, geriye saçılan parçacıkların enerji spektrumu ölçümlerinden konsantrasyon-derinlik profilleri hesaplanabilir. ERDA tekniği detektör teleskopları olarak adlandırılan yüksek rezolüsyonlu ve optik büyütme sistemleri ile birlikte uygulandığında, malzemenin ışınlanması süresince yapısındaki değişimlerin anında görüntülenmesine imkân vermektedir.

4.2 Siklotronlarda Üretilen Radyoizotopların Kullanım Alanları

4.2.1 Radyoizotop kavramı ve yaşamımızdaki yeri

Proton sayıları aynı, nötron sayıları farklı olan çekirdeklere izotop denmektedir. Bazı izotopların çekirdek yapıları kararlı, bazılarınıniki ise kararsızdır.

Kararsız izotoplar kendiliğinden radyoaktif bozunum yaparak, özgün bir gama ışını ya da atom altı parçacık yayınladıktan sonra kararlı hale gelirler. Bu kararsız izotoplara radyoaktif izotop veya radyoizotop denir. Bozunma sonucunda oluşan ürün yine kararsız olabilir. Bu durumda ikinci bir bozunum görülebilir. Söz konusu durum atomun tümüyle kararlı hale gelmesine kadar devam eder. Bu işlem bozunum zinciri olarak adlandırılmaktadır.

Radyoizotoplar tabiatta doğal halde bulunuyorsa veya doğadaki izotopların bozunmasından oluşuyorsa “doğal radyoizotop”, yapay olarak üretiliyorsa “yapay izotop” olarak adlandırılmaktadırlar.

Doğal radyoaktivite ilk olarak Becquerel tarafından 1896 yılında potasyum uranil sülfat üzerine yapılan bir araştırma esnasında keşfedilmiştir. Akabinde Pierre ve Marie Curie, E. Rutherford ve F. Soddy doğadaki pek çok radyoaktif atomun bulunmasına katkıda bulunmuştur. Söz konusu bilim adamlarının çalışmaları bizlere, doğada atom numaraları 83 ten büyük olan tüm elementlerin radyoaktif özellik gösterdiği sonucunu vermiştir.

Yapay radyoaktivite kavramı ilk olarak I. Curie ve F. Joliot tarafından 1934 yılında ortaya atılmıştır. Söz konusu bilim adamları polonyumdan elde ettikleri α parçacıkları ile bor ve alüminyum hedefleri bombalamış, α kaynağı ortamdan kaldırıldıktan sonra bile ışınlanan hedeflerin pozitron yayınına yapmaya devam ettiğini gözlemlemişlerdir. Siklotronların keşfi ise çok değişik yapay radyoizotopların üretilmesinikolaylaştırmıştır. Radyoizotoplar daha çok siklotron ve reaktörlerde üretilmektedir. Radyoizotopların hangi yöntem ile üretileceğini, üretimde kullanılan parçacıkların enerjisi ve hedef

çekirdek belirlemektedir. Nükleer tıpta kullanılan radyoizotopların hemen hemen hepsi yapaydır.

Radyoizotopların üretimi üç farklı yoldan gerçekleştirilmektedir. Bunlar nükleer reaktörler, siklotronlar (hızlandırıcılar) ve radyoizotop jeneratörleridir. Radyoizotop üretimindeki en önemli kriter zamandır. Kısa yarı ömürlü izotoplar kullanılacakları yerlere zamanında ulaştırılamayabilirler, bu nedenle üretim noktasından uzakta bulunan ve özellikle kısa yarı ömürlü radyoizotop ihtiyacı olan tesislerin taleplerini karşılamak için radyoizotop jeneratörleri kullanılmaktadır.

^{11}C , ^{13}N , ^{15}O , $^{18}\text{F}^-$ gibi pozitron yayan ve siklotronda üretilen radyoizotoplar, birinci grup yapay radyoizotoplar olarak kabul edilirler. Bu gruptaki radyoizotopların yarılanma süresi oldukça kısa olduğundan üretim yerleri ile kullanım yerleri bir arada olmak zorundadır. İkinci grup radyoizotoplar ise yine siklotronda üretilen ve nispeten daha uzun yarı ömürlü radyoizotoplardır. ^{57}Co , ^{67}Ga , ^{111}In , ^{123}I ve ^{201}Tl bu gruba girmektedir. Yarılanma süreleri yeterince uzun olduğu için, üretildikleri yerlerden uzakta kullanılabilirler. Jeneratör ürünleri olan ^{68}Ga , $^{81\text{m}}\text{Kr}$, ^{82}Ru , $^{99\text{m}}\text{Tc}$ ve $^{113\text{m}}\text{In}$ gibi izotoplar üçüncü grup radyoizotoplar olarak kabul edilmektedir. Bunlardan $^{99\text{m}}\text{Tc}$ ideal bir radyoizotop olup, nükleer tıp uygulamalarının % 90'ından fazlasında kullanılmaktadır. Dördüncü grup radyoizotoplar ise nükleer reaktörlerde üretilen ^{235}U 'in fizyon ürünü olan ^{133}X , ^{99}Mo ve ^{131}I gibi izotoplardır.

Bugün, siklotron, reaktör, nötron jeneratörleri ve lineer hızlandırıcılar kullanılarak üretilen 2700'den fazla yapay radyoizotop olduğu bilinmektedir. OECD Nükleer Enerji Ajansı tarafından hazırlanan "Beneficial Uses and Production of Isotopes" raporunda, reaktör ve hızlandırıcılarda üretilen izotopların kullanıldığı, yılda 30 milyondan fazla işlemin gerçekleştirildiği belirtilmektedir. Dünyadaki radyoizotop talebi özellikle tıp alanındaki ilerlemeler ve yeni uygulamalar ile sürekli artmaktadır. Radyoizotoplar oldukça pahalı oldukları için üretim tesislerinin sayısı oldukça sınırlı olup, üretimleri için çok özel cihaz ve donanım gerekmektedir.

4.2.2 Tıpta kullanım şekilleri

Yapay radyoizotoplar özellikle nükleer tıp çalışmalarında teşhis ve tedavi maksatlı olarak kullanılan radyofarmasötiklerin (radyoaktif kimyasal izleyiciler) radyoaktif kısımlarını oluştururlar. Radyoizotoplar, radyokimyasal yöntemler ile insan vücuduna uyumlu değişik organik bileşiklere bağlanabilirler. Bu bileşikler lokalize oldukları organ, doku veya hücrelerde gerçekleştirdikleri ışınlar ile radyofarmasötiğin ilgili organdaki miktarı ve davranış fonksiyonu hakkında bilgi sağlarlar. Teşhis amaçlı kullanılan bu radyoizotoplar Pozitron Emission Tomography (PET) ve Single Photon Emission Computed Tomography (SPECT) gibi görüntüleme tekniklerinde kullanılmaktadır. Bazı radyoizotoplar ise hemopoietic (kan hücreleri ile ilgili) formlardaki bazı tümörlerin tedavisi için kullanılmaktadır. Ancak kitle halindeki tümörlerin tedavisinde düşük verim oranına sahiptir.

Çizelge 4.23 Nükleer tıpta kullanılan siklotron üretilen önemli radyoizotoplar

İZOTOP	KULLANIM ALANLARI
^{123}I	Beyin, tiroid, böbrek ve miyokardial görüntüleme, beyindeki kan akışının görüntülenmesi ile bazı nörolojik hastalıkların teşhisi (Alzheimer vb.)
^{111}In	Organ nakli kabulünün tespiti, abdominal (mideye ait) enfeksiyonların tespiti, antikor etiketleme ve vücut bağışıklık sisteminin izlenmesi, ^{67}Ga ile birlikte yumuşak doku enfeksiyonlarının tespiti, kemik iliği iltihaplarının (osteomyelitis) tespiti, karaciğerde ve böbreklerdeki organ konsantrasyonunun takibi, beyaz kan hücrelerinin takibi, hücre dozimetrisi, miyokardial taramalar, lösemi tehdidinin tespiti
^{67}Ga	Abdominal enfeksiyonların tespiti, Hodgkins/non-hodgkins lenf kanseri (lemfoma) tespiti, ^{111}In ile birlikte kullanıldığında yumuşak doku enfeksiyonlarının ve tehdidinin tespiti, akciğerdeki partikül etkili hastalıkların tespiti
^{201}Tl	Klinik kardiyoloji, SPECT görüntüleme, miyokardial perfüzyon ve hücre dozimetrisi
^{18}F	Beyin üzerine yapılan araştırmalarda radyo izleyici ve PET görüntüleme
^{103}Pd	Prostat kanseri tedavisi (brakiterapi)
^{124}I	Uzun yarı ömürlü olduğu için yavaş fizyolojik işlemlerle kullanım, son dönemlerde gen terapisi ve kemoterapide
^{11}C	Beynin olağan ve olağan dışı faaliyetlerinin izlenmesi
^{15}O	PET görüntüleme
^{57}Co	Doz kalibratörleri, gama kameralar ve ölçüm sistemlerinde kaynak olarak kullanılmaktadır. Ayrıca bir organın tahmini büyüklüğü ile bulunduğu yerin tespiti

4.2.3 Endüstride kullanım şekilleri

Endüstride radyoizotoplar; bazı yakıtlar ile madenlerin verim analizlerinde, boru hatlarında kaynak, sağlamlık ve sızdırmazlık testlerinde kullanılabilir. Ancak endüstrideki asıl kullanım alanları metallerin aşınma tespit çalışmalarıdır. Mekanik bir sistemde radyoizotopları kullanarak yapılan aşınma analizlerinde aşınma miktarının sürekli ve gerçek zamanlı olarak belirlenmesi oldukça önemlidir. Söz konusu yöntem yüksek çözünürlük ve hassasiyet sağladığı için, özellikle hassas aşınma gözlemlenen mekanik sistemler için kullanılmaktadır.

Radyoizotoplar Lawrence'ın 1930 yılında ilk siklotronu tasarlamasıyla birlikte endüstriyel uygulamalarda aşınma/yıpranma ölçümlerinde kullanılmaya başlanmış, bu amaçla geliştirilen özel yöntemlere makine mühendisliği uygulamalarında kullanılan radyoizotop teknikleri (Radio Nuclide Techniques in Mechanical Engineering-RNT) ismi verilmiştir. Söz konusu yöntemler ile olası bir aşınma bölgesinin ağır parçacıklarla bombardımanı neticesinde radyoaktif olarak işaretlenmesinin ardından, bu bölgelerdeki radyoaktif ışınların ölçülmesiyle yıpranma miktarının hesaplanabileceği ortaya konmuştur.

1958 yılında ilk defa Almanya'da Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen (FVV) isimli kuruluş, Karlsruhe Üniversitesi'nden medikal amaçlı kullanılan radyoizotopların içten yanmalı motorlarda aşınma tespitinde kullanılıp kullanılmayacağını araştırılmasını talep etmiştir. Bu amaçla çalışan bir motordaki parçaların hareketinin takibi ve gerçek zamanlı yıpranma ölçümleri üzerine çalışmalar yürütülmüştür. Bu kapsamda yüklü parçacıkların (p , d , α) kullanıldığı ince tabaka aktivasyon (Thin Layer Activation-TLA) tekniğinin geliştirilmesinden önce, aşınma bölgesinde radyoaktif çekirdekleri oluşturmak için nükleer reaktörlerden elde edilen nötron akıları kullanılarak, makine parçaları kurşun bir zırh arkasından kontrol edilen uzaktan kumandalı cihazlarla ışınlanmaktaydı. Ancak nötron aktivasyonu sebebiyle makine parçalarının aktivitelerinin çok yüksek olması bu parçalarla çalışmayı zorlaştırmaktaydı. Ayrıca reaktörün ışınlama pozisyonlarına uymadıkları için bütün makine parçaları istenen şekilde aktive edilememekteydi.

Söz konusu problemler TLA metodunun geliştirilmesiyle çözülmüştür. Bir makine bileşeninin tamamen aktive edildiği nötron aktivasyonu yönteminin aksine, TLA yönteminde makine bileşenlerinin sadece yüzey tabakasındaki atomlar yeni uyarılmış atomlara (yani radyoizotoplarına) dönüşmektedir. Çünkü yüklü parçacıklar elektriksel yükleri sayesinde çok ince tabakalarda bile yavaşlayabildiğinden, makine bileşenlerin sadece birkaç 100µm'lik kısımlarını aktive ederler. Bu nedenle TLA tekniği ilave koruyucu tedbir almadan çalışma imkânı sağlayabilmektedir.

TLA tekniği ve buna bağlı aşınma analizleri Karlsruhe Nükleer Araştırma Merkezinde daha da ilerletilmiştir. Bu kapsamda motorlarda kullanılan yağlama yağı içindeki radyoaktif parçacıkların yoğunluğunun aşınma miktarıyla ilişkisini veren konsantrasyon ölçüm yöntemi (concentration measurement method-CMM) ile aşınma bölgesindeki radyoaktivitenin, yıpranma derinliğine göre değişimini veren ince tabaka fark ölçüm yöntemi (difference measurement method-DFM) geliştirilmiştir.

Söz konusu metotların en önemli getirisi makine parçalarındaki aşınmanın seyrini, makineleri durdurmadan veya sökmeden sürekli olarak gözleme ve ölçme avantajı sağlamasıdır. Ayrıca her iki yöntemde geleneksel metotlara oranla daha yüksek hassasiyet, zaman tasarrufu ve düşük maliyet sağlamaktadır.

4.2.3.1 Aktivasyon ve ışınlama deteksiyonu

Sürekli aşınma ölçümü yöntemlerinin her ikisinde de (CMM ve DFM) radyoizotoplardan faydalanılmaktadır. Çalışan bir makineyi durdurmadan veya parçalarını sökmeden aşınma seyrini ve kontrolünü sürekli olarak takip edebilmek için öncelikle test başlamadan önce ilgili parçalarının radyoaktif olarak işaretlenmesi gerekir. Makine bileşenlerinin uygun bir şekilde aktive edilmesi RNT ile yapılan aşınma çalışmaları için oldukça önemlidir. Aktivasyon işlemi; termal nötronlar, yüklü parçacıklar ve radyoaktif parçacıkların implantasyonu ile (recoil activation) gerçekleştirilebilmektedir.

Nükleer reaksiyonlar ve aktivasyon:

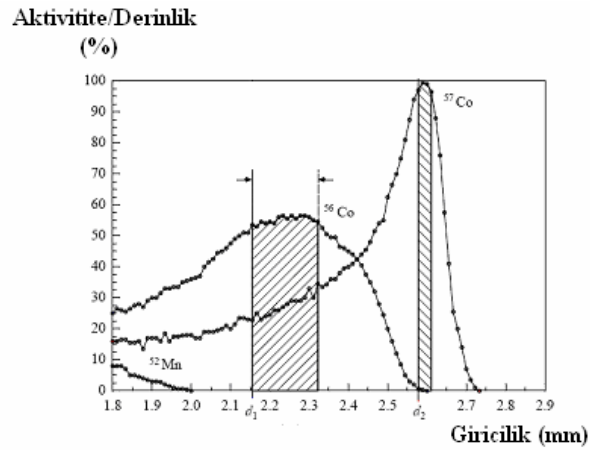
Yıpranmış parçaların atomik çekirdekleri nükleer reaksiyonlar kullanılarak radyoaktif hale getirilebilmektedir. Böyle bir nükleer reaksiyonda hedef malzemenin atomik çekirdeği (N); proton (p), nötron (n), alfa (α) veya döteron (d) gibi yüksek kinetik enerjili parçacıklar ile bombardıman edilir. Bombardımandan dolayı hedef çekirdekler, yüksek seviyede aktive olmuş bileşik çekirdekli ara duruma geçer. Temel bir nükleer reaksiyon (aktivasyon) şematik olarak $N(a,b)N^+$ şeklinde gösterilebilir. Radyoaktif çekirdek N^+ kararsız halde olduğu için ortalama yarı ömür süresinin tamamlanmasının ardından, uyarılmış çekirdeğe bağlı olarak bir α , β , γ veya X-ışını yayılımı ile kararlı hale geçer. Yayınlanan radyasyon miktarı detekte edilerek ölçülür. Endüstriyel uygulamaya göre değişen iki farklı aktivasyon yöntemi bulunmaktadır. Bunlar; nükleer bir reaktörden elde edilen nötronlar vasıtasıyla aktivasyon ve özellikle siklotron tipi hızlandırıcılardan elde edilen yüklü parçacıklar vasıtasıyla aktivasyon yöntemleridir.

Siklotronlardan elde edilen yüklü parçacıklar vasıtasıyla TLA:

Nükleer reaktörlerden elde edilen termal nötronların yanı sıra, bir hedef malzeme veya makine parçası siklotron gibi bir hızlandırıcıdan elde edilen ağır yüklü parçacıklar ile ışınlanarak aktive edilebilir. TLA olarak adlandırılan söz konusu teknikte yüklü parçacıklar hedef çekirdeklerin elektriksel yükleri ile iç etkileşim yaparak kinetik enerjilerini çabucak kaybettikleri için (hemen giriş bölgesinde) hedefin yalnızca yüzey bölgesini radyoaktif hale getirir. TLA tekniği 20-500 μm derinlikte en iyi sonucu vermektedir. Yüklü parçacıklar ile aktive edilmiş makine parçaları, uyarılmış durumdayken karakteristik γ ışınımı yaparlar, bu ışınım RNT ölçüm sistemiyle detekte edilir. Bu metodun sağladığı en önemli avantajlar; test edilen motor parçalarının toplam aktivitesinin düşük olması ve büyük makine bileşenlerinin (demiryolu tekerlerinin flanşları vb.) bile küçük yüzey alanlarının aktive edilebilmesidir. TLA ile aktive edilmiş bir motor parçasının aktifliği (250 kBq) termal nötronlara (500 MBq) oranla bin kat daha düşüktür. Tekniğin bu avantajı, RNT aşınma ölçümlerinde özel koruyucu donanımlar olmadan (kurşun zırhlama vb) endüstriyel uygulamaları mümkün kılmaktadır. Dolayısıyla nötronla aktivasyon yönteminde karşılaşılan işleme (dokunma,

taşıma vb.) problemi burada yaşanmaz. Bir siklotrondan uygun özelliklerde elde edilen çıkış demeti ile çok küçük bir yüzeyin aktivasyonu mümkündür. Ayrıca aktivasyon işleminde kullanılan iyonların farklı tür ve enerjilerde seçilmesiyle, bir malzemenin farklı bölgelerinde, değişik izotopların oluşması sağlanabilir. Böylelikle aynı makinenin; farklı bölgelerindeki aşınmalar eşzamanlı olarak ölçülebilir. Yüklü parçacıkların giriciliği parçacık enerjisine ve hedef malzeme özelliklerine bağlıdır. Ayrıca hedef malzemelerde radyoizotopların oluşmasını sağlayan nükleer reaksiyonların gerçekleşme olasılığı yüklü parçacıkların enerjisine bağlıdır. Bu nedenle en verimli etkileşimin gözlendiği 5–100 MeV arasındaki parçacık enerjileri tercih edilmektedir.

Şekil 4.33’de çelik bir hedefin aktivasyonu ile $^{56}\text{Fe}(d,2n)^{56}\text{Co}$, $^{56}\text{Fe}(d,n)^{57}\text{Co}$ ve $^{52}\text{Cr}(d,2n)^{52}\text{Mn}$ nükleer reaksiyonları neticesinde oluşan spesifik aktivitelerin derinlik ile değişimi verilmektedir. Aktivasyon sırasında çelik hedef $d_1=2.155$ veya $d_2=2.575$ mm’lik demir maskeleme plakalarıyla bölümlere ayrılmıştır. Makine parçasının yüzeyine yakın bölgelerde sırasıyla ^{56}Co ve ^{57}Co radyoizotoplarının sürekli aktivite bölgeleri oluşturulabilir. Alternatif olarak maskeleme plakaları yerine, iki ayrı parçacık enerjisi; E_1 ve E_2 seçilebilir. Bu, yüzey tabakalarının farklı derinliklerde farklı radyoizotoplar ile aktive edilebilmesi anlamına gelmektedir.



Şekil 4.33 Çelik malzemenin yapılmış bir makine parçasının aktivasyonu neticesinde elde edilen aktivite-derinlik profili

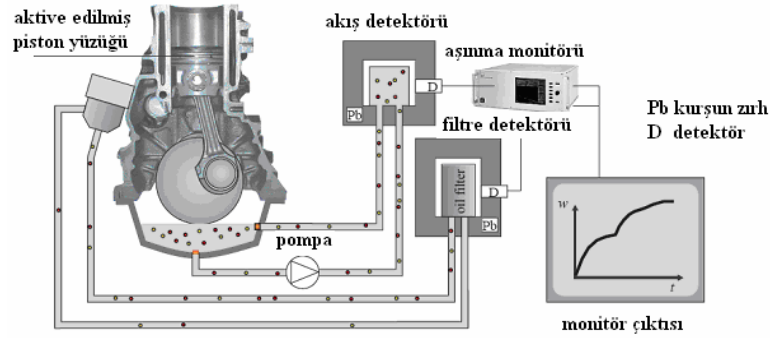
4.2.3.2 Konsantrasyon ölçüm yöntemi

Bu yöntemde aşınma miktarı, aktive edilmiş yüzeyden aşınma neticesinde kopan parçacıkların yaydığı radyoaktiviteden tespit edilir. Parçacıkları aktive edilmiş makine bileşeninden ayırmak için kullanılacak transfer sistemi; bir tür portatif aygıt, yağ veya yakıt olabilir. Transfer aracı ile aşınmış parçacıklar bir detektöre aktarıldıktan sonra, ölçüm sisteminde aktivite değerleri ölçülür. Sistem bu hesaplamayı on-line olarak yapar ve çalışan makine parçasının yıpranma seyrini sürekli olarak çizer.

Konsantrasyon akış tekniği:

İçten yanmalı bir motorun çalışması sırasında oluşan aşınmış parçacıklar çalışma yağı içerisinde taşınırlar. İçerisinde aşınmış parçacıkların bulunduğu yağ numunesi, ölçüm cihazları ile bir NaI sintilasyon sayacından oluşan ölçüm birimine (flow-through measuring head) pompalanır. Burada aktifleştirilmiş yüzeylerden kopan parçacıkların yaydığı γ ışınları NaI sintilasyon sayacı tarafından detekte edilerek, uygun sinyaller ölçüm sistemi tarafından işlenir. Ölçüm cihazları background sinyallerinden etkilenmeden, sadece motor parçalarından gelen sinyalleri ölçebilmek için kurşunla zırhlıdır (Şekil 4.34).

Motorun çalışması süresince alınan sinyallerin sayım hızı ile doğrusal/hacimsel yıpranmanın mutlak miktarı arasındaki ilişki; ölçüm sisteminin kalibrasyon verileri kullanılarak ve aşınan parçacık izotopunun yarı ömrü gibi sistem verileri hesaba katılarak gerçek aşınma miktarı (μg cinsinden hacimsel aşınma miktarı) veya gerçek aşınma derinliği (nm cinsinden doğrusal aşınma miktarı) cinsinden hesaplanabilir. Test edilen parçalarda bu yöntemin uygulanabilmesi için düşük radyoaktiviteler (250 kBq civarında) gerekmektedir. Kullanılan γ spektroskopisi ile aynı anda birçok aşınmış parça ölçülebilir. Bu metot geleneksel yöntemlere göre daha hassastır, genellikle $0.1\mu\text{g}/\text{sa}$ veya $1\text{nm}/\text{sa}$ olan doğruluk hassasiyetini yakalamak için test süresi en az 1 saat olmalıdır. İşlem iki farklı makine parçasının ya da aynı parçanın iki farklı bölgesinin eşzamanlı ve sürekli olarak ölçümüne izin vermektedir.



Şekil 4.34 Konsantrasyon akış tekniği deney düzeneği

Filtre konsantrasyon tekniği:

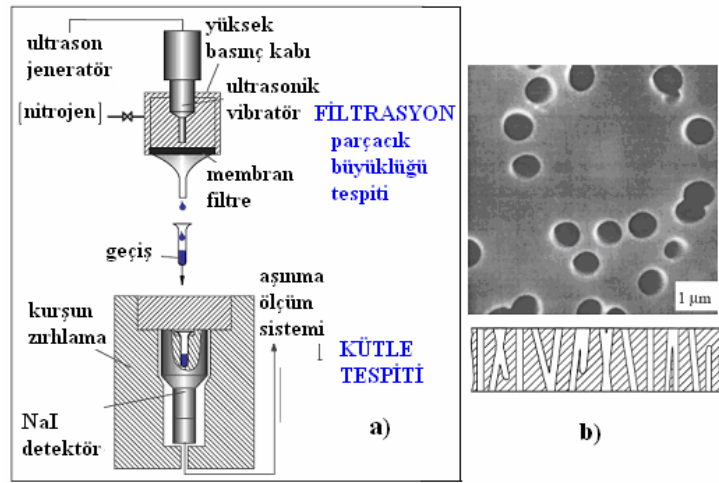
Bu teknikte düzenekteki filtreler aynen içten yanmalı bir motorun yağ filtresinde olduğu gibi sistemin akış devresinin ortasına yerleştirilmiştir. Ayrıca düzeneğe ek olarak ikinci bir ölçüm birimi (filtre probu) eklenmiştir (Şekil 4.34). Akış esnasında filtrede tutulan aktive edilmiş parçacıklardan yayılan γ ışınları, filtre ölçüm ünitesi (kafası) içindeki NaI sintilasyon sayacı tarafından detekte edilir. Bu tür bir aşınma ölçüm sisteminde, filtrede tutulan ve tutulmayan parçacıkların her biri ayrı ayrı tespit edilebilir. Söz konusu metot aşınma çalışmalarında en çok tercih edilen yöntemdir.

Aşınmış parçacıkların büyüklük analizi:

Aşınmış parçacıkların büyüklükleri (boyutları) filtre sistemi ile radyoizotop aktivite ölçüm tekniği kullanılarak kolayca analiz edilebilmektedir. Hatta aşınan parçacıkların büyüklük dağılım fonksiyonu, aktive edilmiş motor parçalarıyla veya belli çalışma koşullarıyla ilişkilendirilebilir. Bu amaçla tasarlanmış örnek bir düzenek Şekil 4.35’de verilmektedir.

Söz konusu yöntemde bir veya birden fazla aktive edilmiş bölümü bulunan çalışır durumdaki bir motordan yağ örneği alınmaktadır. Alınan yağ örneği içerisinde aralarında radyoaktif olarak işaretlenmiş parçacıklarında olduğu, motorun çeşitli

bölümlerinde aşınma nedeniyle kopmuş parçacıklar bulunmaktadır. Yağ örneği, seyreltme işlemlerinin ardından bir dizi filtreden geçirilir. Aşınma sonucu kopan aktif haldeki parçacıklar membran filtre üzerinden geçirilirken iz bırakırlar. Bırakılan bu izler parçacıkların boyutunu verir. Membran filtre gelen parçacıkları olabildiğince geçirecek küçüklükteki gözeneklere (0.05-8 µm arası en uygun gözenek çapıdır) sahip olmalıdır. Nominal gözenek büyüklüğü 1.0 µm olan, üzerinde iz bırakılmış bir membran filtrenin yüzeyine ait SEM resmi kesit alanıyla birlikte Şekil 4.35.a'da gösterilmektedir.



Şekil 4.35 Aşınmış parçacıkların RNT yöntemi ile büyüklük analizleri:

- Deney düzeneği,
- Deneyde kullanılmış bir membran filtre yüzeyinin SEM resmi

Aşınmış parçacıkları içeren seyreltilmiş yağ örneği, sırasıyla bir ultrason jeneratörü, sıvı azot ve membran filtreden geçirilir. Örnekten ayrılan parçacıklar filtrede tutulurken, diğer tarafa geçenler bir test tüpünde toplanarak gözenek büyüklüğü bir boy küçük olan başka bir filtreden geçirilir. Bu işlem membran filtreler küçültülerek sürdürülebilir. Test tüpü, iki filtreleme işlemi arasında NaI sintilasyon sayacı bulunan bir ölçüm ünitesine (bore measuring head) sokularak, aktive edilmiş yüzeyden kopan parçacıkların kütlesi belirlenir. Söz konusu işlem her filtreleme aşamasından sonra yinelenir. Her bir filtreleme aşamasında ölçülen miktarlar, aktive edilmiş toplam parçacık miktarına göre standart hale getirilerek, membran filtrenin gözenek büyüklüğünün bir fonksiyonu olarak çizilebilir. Elde edilen grafik aşınmış parçacık büyüklüğünün dağılımını verir. Örneğin dört silindirli su soğutmalı bir otomobil motorunun kompresör halkasının

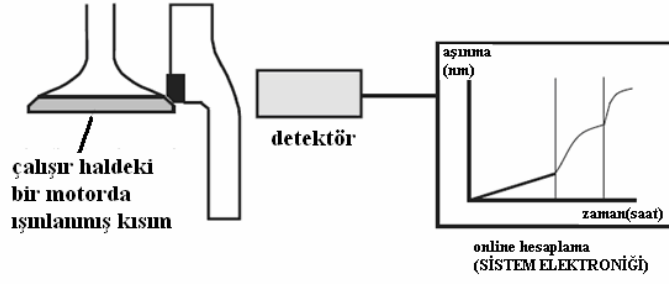
yanlarından aşınma nedeniyle kopan parçacıkların bu yöntem ile analizi neticesinde parçacıkların yaklaşık % 80'inin çapı 1 μm 'den, % 75'ininki 0.6 μm 'den, % 55'ininki 0.2 μm 'den, % 50'sininki ise 0.1 μm 'den küçük olarak bulunmuştur.

4.2.3.3 İnce tabaka fark ölçüm yöntemi

TLA için kullanılan ikinci bir aşınma ölçüm yöntemi, ince tabaka fark (thin layer difference measurement-DFM) metodu olarak bilinen yöntemdir. Söz konusu teknik ile bu defa, ışınlanmış parçanın aşınmadan sonra geriye kalan kısmının aktivitesinde yaşanan azalma ile aşınma tespiti yapılmaktadır. Bu özel teknik konsantrasyon yönteminin uygulanmasının mümkün olmadığı (aşınmış parçacıkları taşıyan bir sıvının olmadığı durumlar vb.) örneklerde ve çok daha büyük kompakt parçaları (valf ve valf yuvası aşınma analizleri) analizinin gerektiği durumlarda kullanılmaktadır.

Motorun çalışmasıyla birlikte başlayan aşınma, önceden aktive edilmiş yüzey bölgesinde malzeme kaybına neden olur. Aktif yüzeyde yaşanan bu kayıp, ilgili makine bölgesinin toplam radyoaktivitesinin azalmasına yol açar. Bu azalış, aşınma ölçüm düzeneğindeki ölçüm sisteminde (difference measuring head) on-line olarak görüntülenir Şekil (4.2.4). Ölçüm sistemi temel olarak NaI sintilasyon sayacı ile background sinyallerini azaltan taşıyıcısı kurşun muhafazadan oluşmaktadır. Burada NaI sintilasyon kristali aktive edilmiş makine parçasından yayılan γ partiküllerini detekte ederken, bir işlemci vasıtasıyla da ölçülen sinyaller sistemde işlenir. Böylece aşınmanın miktarı radyoaktivitedeki azalmayla doğrudan ilişkilendirilmiş olur.

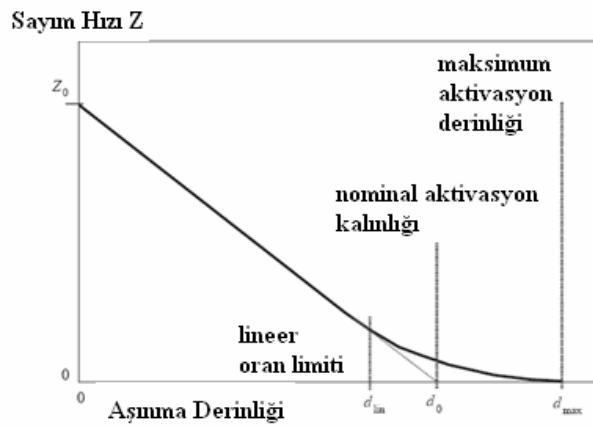
Söz konusu teknikte, çok ince bir yüzey bölgesinin ya da katmanının aktive edilmesi gerekmektedir. Aktive edilen yüzeyin çok kalın olması halinde, aşınmanın etkisi yüzeyin toplam aktivitesinden ayırt edilemeyecek kadar düşük olur. Diğer taraftan çok ince bir tabakanın aktive edilmesi halinde ise, aktive edilen yüzeyin test bitmeden zarar görmesi riski vardır. Test sırasında ilgili yüzey bölgesinin radyoaktif olarak işaretlenen derinliğin tamamında sürekli bir radyoaktiflik göstermesi gereklidir.



Şekil 4.36 İnce tabaka fark yöntemi ile aşınma tespiti

d ; aşınma derinliği/miktarı (4.1) eşitliğinden faydalanılarak bulunabilir. Burada d_0 ; aktivasyon parametrelerine göre belirlenen nominal aktivasyon kalınlığı, d_{lin} ; lineer kalınlık limit değeri, Z_0 ; aktive edilmiş makine parçasından ilk durumda alınan sayım hızı, Z söz konusu makine parçasının bir süre çalıştırılmasından sonra alınan sayım hızıdır. Söz konusu eşitlik Şekil 4.37'den de anlaşılacağı üzere $d < d_{lin}$ olduğu sürece geçerlidir. Sonuç olarak işaretlenmiş bir makine parçasının toplam aktivitesi, aşınma derinliği arttıkça yüzeyin en dışındaki maksimum değerden lineer olarak azalır. Aşınma miktarını % 0.1 hassasiyet ile belirlemek için en az 1 saatlik ölçüm süresi gerekir.

$$d = d_0 \left(1 - \frac{Z_0}{Z} \right) \quad (4.1)$$



Şekil 4.37 Işılanmış bir makine parçasının aktivite-derinlik değişimi

4.2.3.4 Aşınma analizleri

Söz konusu aşınma analizlerinin sonucunda aşınma hızı \dot{w} , fiziksel ve matematiksel bir eşitlik cinsinden, makine parçalarının değişik durumlarına karşılık gelen “b” parametresinin fonksiyonu olarak (4.2) eşitliğindeki gibi yazılabilir.

$$A = \dot{w}(b) = \dot{w}(r, p, e\tau) \quad (4.2)$$

r : hız, mukavemet ve sıcaklık gibi çalışma kuralları
p : malzeme, mikro ve makro geometri, yağlama yağı gibi sistem parametreleri
e : nem/rutubet, toz, sıcaklık gibi çevresel etkenler
 τ : aşınmanın görüldüğü sistemin ömrü

Şayet “b” ile gösterilen işletim durumları ile parametrelerin, genel $f(b)$ fonksiyonları bilinirse w ; toplam aşınma miktarı veya \dot{w} ; aşınma hızı, b; çalışma koşulları ve t; çalışma süresi üzerinden integral alınarak bulunabilir. Aşınmaya bağlı ömür τ , sistemin maksimum aşınma miktarı w_{\max} ’dan yaklaşık olarak tahmin edilebilir. Ancak bu tahmin için dağılım içinde göz ardı edilemeyen aşınma hızı ve aşınma olasılıkları gibi sadece kullanım ile alakalı durumlar ve parametreler dikkate alınmalıdır. Söz konusu durumlar, üç boyutlu aşınma grafiklerinin oluşturulması ile belirlenebilir (örneğin aşınma hızının, motorun çalışma hızı veya torkunun bir fonksiyonu olarak verilmesi). Test süresince aşınma verileri (hacimsel ya da lineer aşınma miktarları) sürekli olarak gözlemlenebilir. Seçilen herhangi bir zaman dilimindeki aşınma hızı, aşınma eğrileri kullanılarak, istenen bir zaman dilimi için anında hesaplanabilir.

$$\dot{w} = \int_0^{b_{\max}} \dot{w}(b).f(b)db$$

$$w_{\max} = \int_0^{\tau} \dot{w}.dt$$

4.2.4 Diğer kullanım şekilleri

Besinlerin saklanması ve muhafazasında; radyoizotoplar kullanılarak yapılan ışınlamalar, hasat sonrasında uzun süre bekleyen mahsullerin yeniden kök bırakmasını durdurmak, oluşan parazit ve mantarları öldürmek ve depolanan meyve sebzelerin çürümelerini geciktirmek için kullanılmaktadır.

Biyokimya ve genetik dalında; radyoizotoplar molekülleri etiketlemek ve canlı organizmalarda meydana gelen DNA kopyalama ya da aminoasit nakli gibi bazı kimyasal veya fizyolojik işlemlerin izlenmesi için kullanılmaktadır.

Tarım ve hayvancılıkta; radyoizotoplar iyi ürün veren, hastalıklara ve kötü koşullara dayanıklı mahsullerin yetiştirilmesi, bitkilerde optimum gübreleme ve ilaçlama miktarının belirlenmesi çalışmalarında ve iyi çiftlik hayvanı türlerinin yetiştirilmesi çalışmalarında kullanılmaktadır.

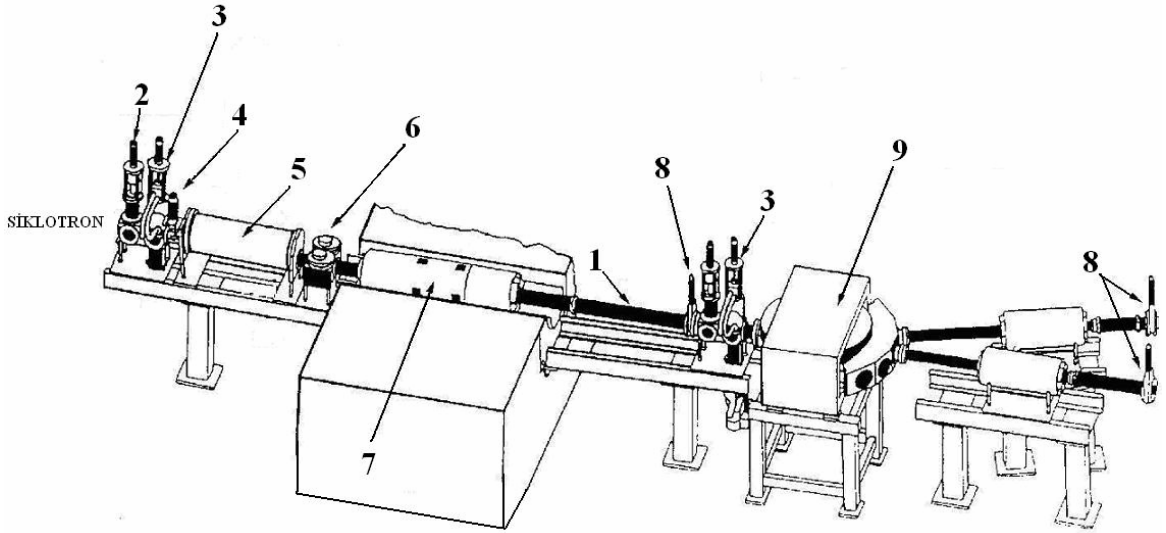
Çevresel çalışmalarda; kirlilik tespiti ve analizlerinde kullanılmaktadır. Ayrıca yüzey sularının bolluk tespiti, topraktaki yağış fazlalıklarının ölçülmesi ve akarsuların akış hızlarının belirlenmesi çalışmalarında da faydalanılmaktadır. Doğal radyoizotoplar, arkeoloji ve paleontolojide yaş belirleme çalışmalarında kullanılmaktadır. Günlük hayatımıza girmiş olan duman detektörleri, nükleer reaktörlerde üretilen amerisyum radyoizotopunun kullanıldığı uygulamalardır.

Co-57 Üretimi ve Uygulamaları; Co-57, doğal nikel hedeflerin siklotronlardan elde edilen 24 MeV enerjili proton demetleri ile bombalanması neticesinde üretilmektedir. Günümüzde nükleer tıpta radyoizotop doz kalibratörü, kalibrasyon kaynağı ve kalite kontrol detektörü olarak kullanılmasının yanında, gama ışını detektörlerinin kalibrasyonu için kullanılmaktadır. Ayrıca Mossbauer Spektroskopisi Tekniğinde B12 vitamini ile Bleomycinin etiketlenmesinde kullanılmaktadır.

4.3 Siklotron Tipi Hızlandırıcılarda Taşıyıcı Demet Hattı

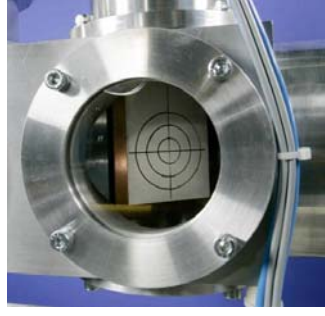
4.3.1 Tipik bir taşıyıcı demet hattı ve enstrümanları

Siklotron tipi bir hızlandırıcıdan elde edilen çıkış demeti, uygun özelliklere ve donanıma sahip taşıyıcı bir hat üzerinden istenen noktaya iletilebilir. Şekil 4.38-4.42’de 15-30 MeV enerjili bir siklotrondan elde edilen proton demetinin iletiminde kullanılan tipik bir taşıyıcı demet hattının şematik gösterimi ve ana bölümler verilmektedir.



1	Taşıyıcı tüp/boru
2	Demet görüntüleyici (beam viewer)
3	Faraday kabı (faraday cup)
4	Demet durdurucu (beam stoper)
5	Nötron kesici (neutron shutter)
6	Kolimatör (drum collimator)
7	Kuadropol mıknatis (quadrupole magnet)
8	Vakum pompaları (vacuum valves)
9	Değiştirici mıknatis (switching magnet)

Şekil 4.38 Siklotrona ait tipik bir taşıyıcı demet hattı ve ana bölümleri



Şekil 4.39 Demet görüntüleyici



Şekil 4.40 Demet kesici



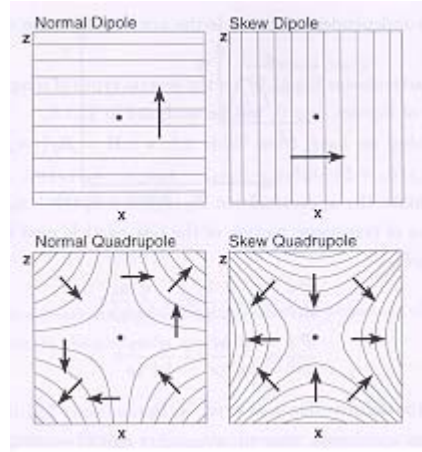
Şekil 4.41 Nötron kesici



Şekil 4.42 Kolimatör (Drum Collimator)

Taşıyıcı bir demet hattında kullanılan önemli mıknatıs türleri:

Bir taşıyıcı demet hattında demetinin eğilmesi/saptırılması, yönlendirilmesi, düzeltilmesi ve odaklanması için değişik türde mıknatıslara gereksinim duyulmaktadır. Söz konusu mıknatıslar demet hattı içerisinde hareket eden parçacıklara, hareketleri sırasında Şekil 4.43'dekilere benzer etkilerde bulunmaktadır.

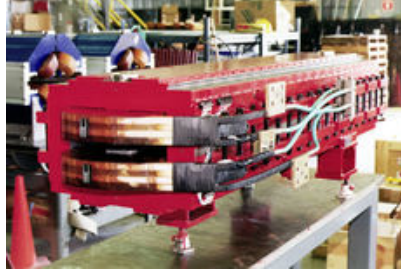


Şekil 4.43 Farklı türdeki mıknatısların etkisi altındaki parçacık davranışları

Dipol (bending/deflecting/switching) mıknatıslar:

Parçacık hızlandırıcılarında dipol mıknatıslar belirli bir mesafede homojen bir manyetik alan oluşturmak için kullanılmaktadır. Bu manyetik alanın etkisinde kalan bir parçacığın hareketi; manyetik alana dik düzlemde dairesel ve ilerleme yönü ile aynı doğrultuda, parçacığın hareketine dik yönde ise serbesttir. Bu nedenle dipol mıknatıs içerisinde hareket eden bir parçacık dairesel ya da sarmal bir yörünge izler. Aynı düzlem üzerine birden fazla dipol mıknatıs yerleştirilerek, demet üzerindeki eğici/bükücü radyal etki artırılabilir.

Demet taşıyıcı hatlarında dipol mıknatıslar, aynen dairesel hızlandırıcılardaki gibi parçacıkları istenen yörüngeleri takip edebilmesi için eğmek maksadıyla kullanılmaktadır.



Şekil 4.44 Eğici (Bending) mıknatıs

Değiştirici (switching) mıknatıslar ise sürekli bir manyetik alan oluşturabilen ve birden fazla çıkışa sahip bir dipol mıknatıs türüdür. Bir değiştirici mıknatıs ile oluşturulan manyetik kuvvet vasıtasıyla, demetin yönü istenen demet çıkışına doğru eğilerek değiştirilebilir. Böylece parçacık demetleri kompakt, tek bir ara yüz ile farklı doğrultulara (hedeflere) yönlendirilebilirler.

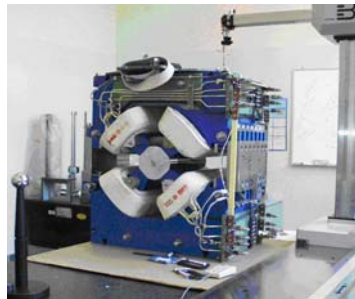


Şekil 4.45 Değiştirici (Switching) mıknatıs

Değiştirici mıknatısların diğer kullanım alanları ise; parçacıkların bir hızlandırıcıya sokulması, hızlandırıcıdan çıkarılması, demet yörünge kusurlarının düzeltilmesi ve sinkrotron ışınımı üretimidir. Değiştirici mıknatıslar aslında küçük bir parçacık hızlandırıcısı olarak kabul edilen eski televizyon tüplerindeki katot ışınımı tüplerinde de kullanılmıştır. Söz konusu mıknatıslar “deflecting magnet” ya da “deflecting coils” olarak da adlandırılmaktadır.

Kuadrupol (Focussing) mıknatıslar:

Demet hatlarında manyetik odaklama maksadıyla yaygın olarak kullanılan kuadrupol mıknatıslar, dört adet çubuk şeklindeki mıknatıstan meydana gelir. Kuadrupol mıknatıslar boyuna eksenlerinden belli radyal uzaklıklarda, büyüklüğü doğrusal olarak artan bir manyetik alan oluştururlar. Taşıyıcı demet hattında, yüklü parçacıkların hareketine paralel olacak şekilde merkezlenirler. Kuadrupol mıknatıslar tarafından oluşturulan manyetik alan etkisiyle bir düzlemde odaklayıcı kuvvet meydana gelirken, ona dik olan diğer düzlemde saçıcı bir kuvvet oluşur. Kuadrupol bir elektromıknatısta, çelik malzemeden yapılmış dört adet mıknatıs kutbu bulunmaktadır. Karşılıklı iki tanesi manyetik kuzey, diğer karşılıklı iki tanesi ise manyetik güney kutbudur. Çelik çubuklar bu kutupların etrafında sarılı olan bobinlerden geçen elektrik akımı sayesinde mıknatıslanır. Maxwell eşitlikleri gereği; bir kuadrupol aynı zamanda her iki düzlemde birden odaklama yapamaz. Bu nedenle örgü olarak adlandırılan yapılar içine yerleştirilen ve ayrı düzlemlerde odaklama yapan; F kuadrupol (yatay odaklama, düşey saçma) ve D kuadrupol (düşey odaklama, yatay saçma) olarak adlandırılan iki ayrı kuadrupol tasarımı bulunmaktadır. Şayet bir F ile bir D kuadrupol hemen bir biri arkasına yerleştirilirse, bunların manyetik alanları birbirini yok eder. Ancak bunların arasında uygun bir miktar boşluk bırakılırsa, sonuçta her iki düzlemde birden odaklama sağlayan bir etki elde edilir. Bu şekilde oluşturulan örgü yapılar (lattice) demetin uzun mesafelere taşınmasını sağlayabilmektedir. Yaygın olarak kullanılan örgü yapısı FODO tipidir. FODO örgü; sırasıyla bir odaklayıcı kuadrupol-boşluk (bending magnet)-dağıtıcı kuadrupol-boşluk'tan oluşur.



Şekil 4.46 Odaklayıcı (Focussing) mıknatıs

4.3.2 Önemli taşıyıcı demet hattı tasarım ve çözümleri

Günümüzde siklotron tipi hızlandırıcıların kullanıldığı tesislerde elde edilen çıkış demetinin parçacık türü, enerji aralığı, yoğunluğu, her bir faz uzayındaki demet emittansı, hedef üzerindeki spot boyutu, enerji yayılım miktarı gibi parametreleri göz önünde bulundurularak; radyoizotop üretimi başta olmak üzere, radyoterapi uygulamaları, nükleer spektroskopi deneyleri, tahribatsız muayene (aşınma ve korozyon) ölçümleri gibi değişik çalışmalar yapılabilmektedir.

Söz konusu çalışmaların gerçekleştirilebilmesi için, demetin kullanım amacına bağlı olarak öngörülen teknik özellik ve parametreler çerçevesinde (taşıyıcı demet hatlarının uzunluğu/sayısı, taşıyıcı boru/tüp çapı, vakum seviyesi vb.) özel taşıyıcı demet hattı tasarım ve çözümlerine ihtiyaç duyulmuştur. Bu nedenle özellikle ARGE maksatlı uygulamalarda faydalanılan özgün birçok taşıyıcı demet hattı çözümü ve tasarımı mevcuttur.

Çizelge 4.24 Kalküta'daki (Hindistan) 15-30 MeV enerjili siklotronun ARGE maksatlı kullanılan demet karakteristikleri

DEMET PARAMETRESİ	DEĞER
İyon Türü Hızlandırılan Çıkış	H ⁻ , H ⁺ ,
Demet Enerjisi	15-30 MeV
Demet Akımı	50-200 µA
Demet Spot Boyutu	10-12 mm (FWHM)

Bu kapsamda Çizelge 4.24'de demet parametreleri verilen Kalküta/Hindistan'daki medikal amaçlı (radyoizotop üretimi) siklotron tesisinde, özellikle malzeme bilimi araştırmalarında kullanılmak üzere, ARGE amaçlı olarak tahsis edilmiş bir demet hattı bulunmaktadır. EK 1'de görüleceği üzere ARGE maksatlı demet hattı iki alt demet hattına bölünmüş olup, çoğunlukla tahribatsız muayene çalışmaları için kullanılmaktadır (Bhandari 2007). Bu demet hatları vasıtasıyla özellikle çelik malzemelerde

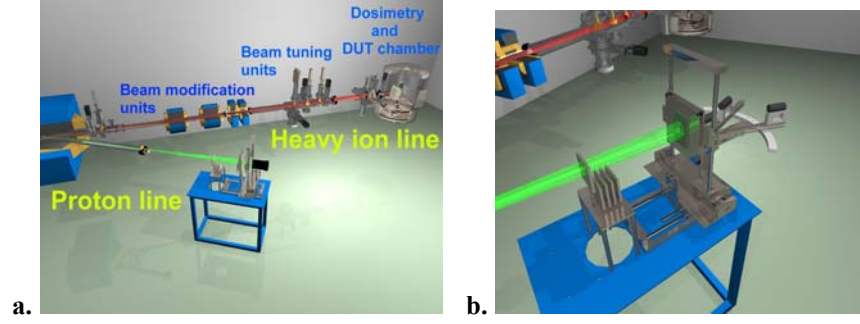
yumuşaklık/kırılma geçişlerinin incelenmesi, boşluksuz sağlam çelik malzemelerin geliştirilmesi, ostenitli çeliklerin ışınlama altındaki faz kararlılıklarının incelenmesi gibi çalışmalar yapılmaktadır.

Çizelge 4.52 Jyvaskla'daki (Finlandiya)18-30 MeV enerjili MCC30/15 siklotronunun ARGE maksatlı kullanılan demet karakteristikleri

DEMET PARAMETRESİ	DEĞER
İyon Türü Hızlandırılan Çıkış	H ⁻ , D ⁻ H ⁺ , D ⁺
Demet Enerjisi	18-30 MeV, 9-15 MeV
Demet Akımı	50-100 µA
Demet Spot Boyutu	5-10 mm (FWHM)

Bir diğer önemli taşıyıcı demet hattı çözümü ise Finlandiya'da bulunan JYFL Hızlandırıcı merkezinde kullanılmaktadır (Heikkinen 2007). Çizelge 4.25'de demet karakteristikleri verilen siklotron tesisinde EK 2'de verilen şekilde taşıyıcı demet ağı ve deney düzeneği yapılanmasına gidilerek; özellikle radyoizotop üretimi, IGISOL denemeleri, geriye saçılım spektrometresi uygulamaları gerçekleştirilmektedir.

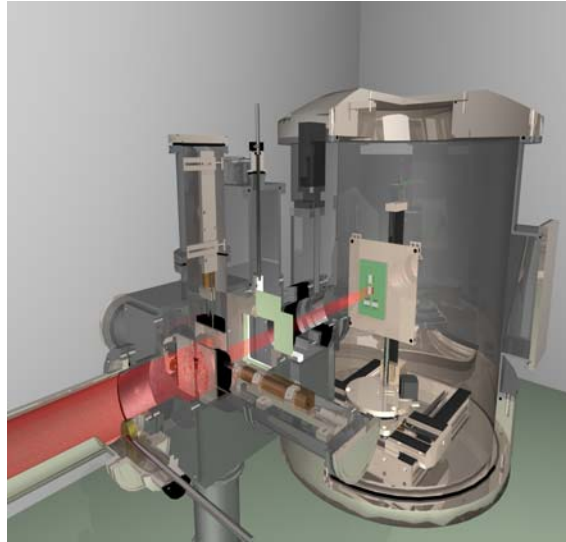
Söz konusu tesisin hem ağır iyon, hem de proton ışınlama istasyonlarının bulunduğu RADEF Ünitesinde, demet hatlarının modüler yapısı sayesinde nükleer spektroskopiden malzeme araştırmalarına kadar değişik çalışmalar yapılabilmektedir. Bu ünite proton demeti havada yayılarak ışınlama yapmaktadır. Proton demeti öncelikle, demet hattının vakumunu ortam basıncından ayırmaya yarayan 200 µm'lik tungsten bir folyoya yönlendirilir. Işınlama tankı ile demet çıkış noktası arasında demet, istenilen her noktaya yönlendirilebilir. Çoğunlukla bu mesafe 1 m civarındadır. Proton demeti ışınlama sistemine girmeden önce, boyutu en fazla 10x10 cm² olan dikdörtgen şeklindeki özel bir kolimatörden geçer.



Şekil 4.47 Jyvaskla'daki 18-30 MeV enerjili siklotronun RADEF ünitesi

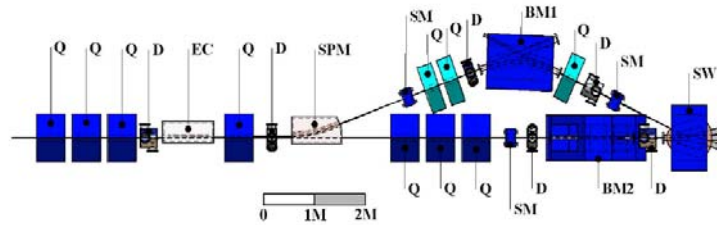
- a. ARGE maksatlı ağır iyon hattı
- b. ARGE maksatlı proton demet hattı

Bu üniteadaki ağır iyon ışınlamaları 75 cm çapında ve 81 cm yüksekliğinde olan bir vakum tankı içerisinde gerçekleştirilmektedir (Şekil 4.48). Işınlanacak malzeme, tankın içerisinde bulunan 25x25 cm² boyutlarındaki alüminyum plaka üzerine monte edilmiş, üç boyutta hareket edebilen bilgisayar kontrollü aygıt vasıtasıyla istenen pozisyonda konumlandırılabilir. Demet hattının diğer tarafına monte edilen büyütme objektifli bir CCD kamera, ışınlanacak malzemenin doğru pozisyonda yerleştirilip yerleştirilmediğinin kontrolünü sağlar.



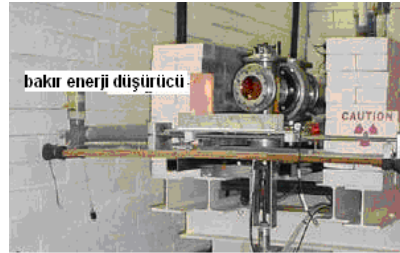
Şekil 4.48 Jyvaskla'daki 18-30 MeV enerjili siklotronun RADEF ünitesinin ağır iyon ışınlama tankı ve diyagnostiği

Güney Afrika'daki iTHEMBA Laboratuvarı'nda uygulanan ve aynı demetin eş zamanlı olarak kullanabilmesi maksadıyla (hem radyoizotop üretimi, hem de araştırma deneyinde) bölünebilmesini olası kılan demet hattı tasarımı oldukça önemli bir başka tasarım çözümdür. Şekil 4.49'danda görüleceği üzere demet hattının ana parçaları; elektrostatik kanal (EC), septum mıknatıs (SPM), eğici mıknatıs (BM1-2) ve değiştirici mıknatıs (SW)'dir. Ayrıca kuadrupol mıknatıs (Q), sürücü (steering) mıknatıs (SM) ve diyagnostik vakum ünitesidir. 70 kV'lık bir gerilim ile çalışan 800 mm uzunluğundaki elektrostatik kanal, demet hattındaki mevcut demetin yaklaşık üçte birini saptırmak için kullanılır. Demetin saptırılan kısmı araştırma maksatlı olarak kullanılacağı bölmeye girmeden evvel, dikey bir eğici mıknatıs (BM1) tarafından yaklaşık olarak 90° döndürülürken, geriye kalan üçte ikilik kısım ise radyoizotop üretiminde kullanılmak üzere ışınlama odasına doğru devam eder. Elektrostatik kanal düşük enerjili ve zayıf alanlı olarak seçilmelidir. Çünkü buradaki elektrotlar güçlü manyetik alanlarda çalışamazlar. Demetin bölünme anındaki kayıplarını azaltmak için demetin elektrostatik kanalın girişinden uzakta bölünmesi gerekir. Örneğin 400 μA 'lık bir proton demeti için beklenen toplam kayıp 2.2 μA 'dır. Elektrostatik kanalın hemen ardından gelen kuadrupol mıknatıs, demetin 20° sapmasını sağlayan boşluklu mıknatıstaKİ (septum magnet) demet yüksekliğinin ayarlanması için kullanılır. Bir demet hattında septum magnet'in giriş noktası; bir ayrılmış sektör siklotronunun manyetik ekstraksiyon hattındaki benzer şekilde, elektrostatik kanalın giriş noktasından belirli bir mesafe (yaklaşık 2 .m) sonrasında gelir. Septum magnet'in girişindeki demet ayrılma mesafesi 35 mm'dir. Saptırılan demet üç adet kuadrupol mıknatıs tarafından odaklanır, demet daha sonra bir değiştirici mıknatıs içindeki giriş noktasına ulaşır. İkinci eğici mıknatıs ise demeti düşey demet hattına doğru saptırmak için kullanılmaktadır.



Şekil 4.49 iTHEMBA'daki (G.Afrika) bölünebilir (splitting) demet hattı tasarımı

Parçacık hızlandırıcılarının deneysel amaçlı uygulamalarında ihtiyaç duyulan önemli bir hususta, hızlandırıcının tasarımında veya yardımcı sistemlerinde herhangi bir değişiklik yapılmadan demet enerjisinin değiştirilebilmesidir (düşürülebilmesidir). Bu gereksinim taşıyıcı demet hattı tasarımlarında, demet hattı üzerine farklı kalınlıklarda enerji düşürücü (degrader) plakalar (çoğunlukla folyo halinde) yerleştirilerek karşılanabilir. Bu plakalar demet hattının gerekli noktalarına yerleştirilerek, demet enerjisinin istenen seviyede ayarlanabilmesine imkân sağlar. Bu amaçla kullanılan düzenekler, farklı kalınlıklardaki degrader'lar ile hemen arkasından gelen ve demeti kullanılacağı yere ileten demet hattından oluşur (Şekil 4.50). Ancak enerji düşürücü malzemelerde yaşanan çoklu saçılmalar demet emittansının büyümesine ve faz uzayının değişmesine neden olmaktadır. Bu durum enerjisi düşürülen demetin, demet hattı ile uyumsuz hale gelmesi anlamına gelmektedir. Enerji düşürme işlemi sırasında bu iki değişimi düşük tutmak, demet kayıplarını azaltmak adına oldukça önemlidir. Çizelge 4.26'da enerji düşürücü olarak kullanılan bazı malzemeler ile bunların özellikleri verilmektedir. Alüminyum ve bakır plakalar sıkça tercih edilen enerji düşürücüleridir (Ziegler 1999).



Şekil 4.50 IUCF'deki (ABD) demet hattında kullanılan enerji düşürücü bakır plaka

Çizelge 4.26 Taşıyıcı demet hatlarındaki önemli enerji düşürücü plakalar

Plaka Türü	$\langle Z/A \rangle$	ρ (g/cm ³)	L_0 (g/cm ²)
Li	0.43221	0.534	82.76
Be	0.44384	1.848	65.19
C	0.49954	2.265	42.70
Lexan	0.52697	1.20	41.46
Su	0.55509	1.00	36.08
Al	0.48181	2.70	24.01

5. SONUÇ ve TARTIŞMA

Siklotron tipi hızlandırıcıların değişik parçacık enerjilerinde, türlerinde ve demet yoğunluklarında çalışabilmesi, onları değişik türlerdeki uygulamalar için oldukça uygun kılmaktadır. Siklotron tipi hızlandırıcılar çıkış demeti karakteristiklerine bağlı olarak farklı alanlarda kullanılabilirlerdir.

Mevcut siklotronlar ve taşıyıcı demet hatları tasarım parametre limitleri içerisinde yapılan küçük optimizasyonlar ile arzu edilen bir uygulama için elverişli hale getirilebilmektedir. Bu nedenle günümüzde siklotron endüstrisi, ilgili kullanım alanı için gereken koşulları tam olarak karşılayabilecek değişik siklotron türlerinin tasarımı ve geliştirilmesi üzerine yoğunlaşmıştır.

Önümüzdeki yıllarda ise siklotronlar üzerine yapılacak çalışmaların; siklotronların daha verimli kullanımı için gereken daha yüksek bilimsel ve teknolojik standartlara ulaştırılması, siklotronların mevcut uygulama alanlarındaki etkinliklerinin artırılması ve siklotron tesislerindeki altyapıların geliştirilmesi gibi konuları içereceği öngörülmektedir.

Günümüzde mini siklotronlar (<20 MeV) daha çok PET görüntüleme için kullanılan radyofarmasotiklerin üretiminde kullanılmaktadır. Kompakt siklotronlar (<45 MeV) ise farklı seçeneklerde nükleer reaksiyon oluşturabilme yetenekleri sayesinde, özellikle araştırma çalışmaları için tercih edilen çok yönlü cihazlardır. Bu özellikteki birçok makine aynı zamanda radyoizotop üretiminde ve tahribatsız muayene uygulamalarında kullanılabilirlerdir. Büyük siklotronlar (>100 MeV) ağır parçacıkları kolay bir şekilde hızlandırabildikleri için genellikle nükleer fizik deneylerinde kullanılırlar ve ilave olarak kompakt siklotronlara nazaran çok daha düşük akımlarda çalışabilirler. Büyük siklotronlar terapi amaçlı olarak da kullanılmaktadır. Çok aşamalı hızlandırma işleminin yapıldığı siklotronlar ise (>500 MeV) çok yüksek enerjili proton ve ağır iyonları hızlandırabilirler. Bu özel tasarımlı hızlandırıcılar oldukça nadir uygulamalar olup, malzeme bilimi çalışmalarında ve proton/ağır iyon (karbon vb.) terapi çalışmalarında değerlendirilmektedir.

Dünya genelinde bugün 400-500 civarında siklotron sistemi bulunmaktadır. Bunların yaklaşık 150-200 kadarı Avrupa Birliği (AB) ülkelerinde faaliyet göstermekte olup, % 80'inden fazlası hastanelerde ve özel tedavi merkezlerinde radyoizotop üretimi amaçlı olarak kullanılmaktadır. Accel, Siemens, D.V.Efremov Institute, EBCO, Hitachi, IBA, Oxford Instruments, Scanditronix, Sumitomo Heavy Industries, Japan Steal Works gibi şirketler günümüzde en önemli siklotron imalatçılarıdır. Ülkemizde bugün itibarıyla, bazı özel hastaneler ve üniversite hastaneleri bünyesinde bulunan birkaç mini siklotron dışında, siklotron tipi hızlandırıcı bulunmamaktadır. Türkiye'de, bu mini siklotronlarda üretilen ve PET (Positron Emission Tomography) olarak adlandırılan cihazlarda kullanılan ^{18}F haricinde hızlandırıcıya dayalı radyoizotop üretimi yapılmamaktadır. Nükleer tıp merkezlerinde kullanılan diğer izotopların tamamı ithal edilmektedir.

Bu çalışma ile siklotron tipi hızlandırıcıların fiziği, türleri, çalışma prensipleri, teknik özellikleri, demet parametreleri, demet kalitesi ve genel kullanım alanları araştırılmış, kurulacak TAEK proton hızlandırıcısı tesisinde üretilebilecek radyoizotopların üretim süreci; gerek ilgili teknolojinin kurulumu ve işletimi, gerekse ülkemiz sağlık sektörüne yapacağı katkı açısından değişik boyutları ile incelenmiş ve ulaşılan sonuçlar aktarılmıştır. Bu çerçevede tesiste üretilebilecek muhtemel radyoizotopların üretim süreçlerine ilişkin iş akış diyagramları ve tablolar oluşturulmuş, üretim süreçlerinde kullanılan hedef malzemelerin seçimi, tasarımı, işlenmesi, ışınlanması ve aktivite hesaplamaları ile ilgili kritik hususlar belirlenmiştir. Ayrıca tesisin demet parametreleri dikkate alınarak, ileride tesisin ARGE odacığında yapılacak muhtemel çalışmalarda kullanılmak üzere düzenlenecek tipik bir taşıyıcı demet hattı için örnek tasarım ve çözümler vurgulanmıştır.

KAYNAKLAR

- Anferov, V. 2003. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. Elsevier, 496, 1; 222-227 p
- Anonymous. 2004. IAEA. TECDOC-1430: Radioisotope Handling Facilities and Automation of Radioisotope Production. IAEA Publishing, 73 p, Vienna
- Anonymous. 2005. International Proceedings Division. Proceedings of 5th International Conference on Isotopes. Medimond Pub., 616 p, Bologna.
- Anonymous. 2005. iTEMBA LABS Annual Report; 12-13, South Africa
- Arzumanov, A., Batischev, V., Gladun, V. and Kochetkov, V. 1988. Medical Radioisotopes Production at the Isochronous Cyclotron in Alma-Ata. Proc. 1-st EPAC; 1454-1455 p., Rome.
- Azaiez, F. 2007. High Intensity Stable Ion Beams in Europe. ECOS Working Group NUPECC Report, 56 p, France.
- Baartman, R., Erdman, K.L., Kleeven, W.J., Laxdal, R.E., Milton B.F., Otter, A.J., Pearson, J.B. Poirier, R.L., Schmor, P.W., Schneider, H.R. and Walker Q. 1989. A 30 MeV H⁻ Cyclotron for Isotope Production. IEEE-CH2669-O/89/00 ; 1623-1625.
- Baron, E. and Lieuvain, M. [ed] 1999. 15th International Conference on Cyclotrons and their Applications: Cannes, France, 15-19 June 1998 Proceeding. Institute of Physics Publishing, 880 p, Bristol.
- Bechtold, V. 1996. Isotope Production with Cyclotrons. CAS CERN Accelerator School: Cyclotrons, Linacs and their Applications, La Hulpe, Belgium, 28 Apr-5 May 1994: proceedings; 329-342.
- Beyer, G. Y. 2005. Third International Summer Student School: Nuclear Physics Methods and Accelerators in Biology and Medicine Medical Isotope Production Lecture Notes. Dubna.
- Bhandari, R. K. 2007. Medical Cyclotron Facility at Koklata Web Sites: <http://felino.elettra.trieste.it/cyc07/papers/WEPPRA21.pdf> Erişim Tarihi: 10.10. 2007
- Blosser, H. G. 1988 Annual report of the National Superconducting Cyclotron Laboratory; 107, Michigan State University

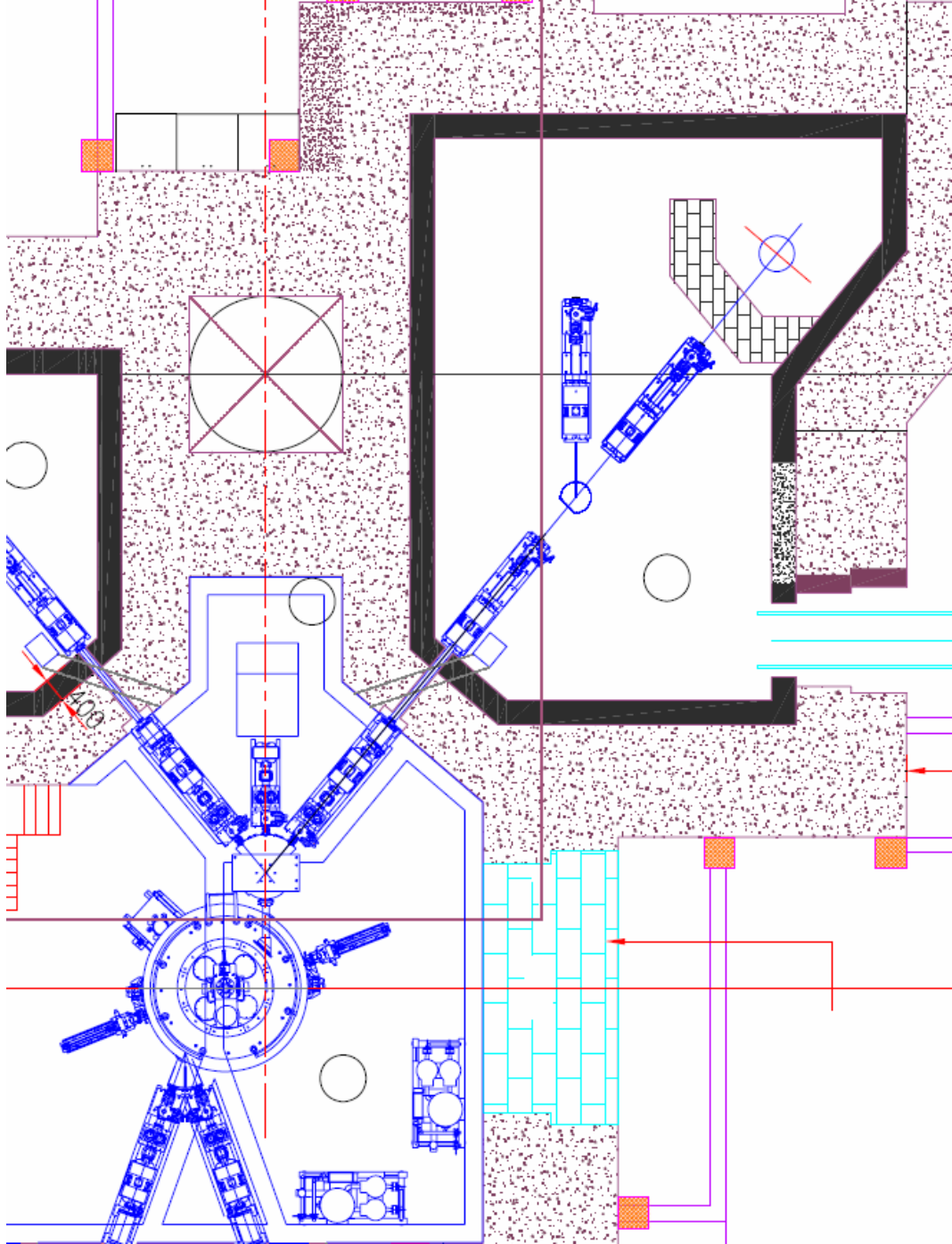
- Bol, J.L., Chevalier, A., Conard E., Jongen, Y., Ladeuze, M., Lannoye, G., Ledocte, T., Lacroix, M., Ninane, A. Rijckewaert, G. and Zaremba, S. 1989. High Intensity H Cyclotrons for Radioisotope Production. IEEE-CH2669-O/89/00; 764-766
- Botman, J. I. M. and Hagedoorn, H. L. 1996. Extraction from Cyclotrons. CAS CERN Accelerator School: Cyclotrons, Linacs and their Applications, La Hulpe, Belgium, 28 Apr-5 May 1994: proceedings; 169-186.
- Corne, J. [ed] 1996. 14th International Conference on Cyclotrons and their Applications: Cape Town, South Africa, 8-13 October 1995 Proceeding. World Scientific Publishing Co., 858 p, Singapore.
- Dutto, G. and Craddock, M. K. [ed] 1993. 13th International Conference on Cyclotrons and their Applications: Vancouver, BC, Canada, 6-10 July 1992 Proceeding. World Scientific Publishing Co., 949 p, Singapore.
- Edwards, D. A. and Syphers, M. J. 1992. An Introduction to the Physics of High Energy Accelerators. Wiley & Interscience, 304 p, New York.
- Heikkinen, P. 2007. New MCC30/15 Cyclotron for The JYFL Accelerator Laboratory. Web Sitesi: <http://felino.elettra.trieste.it/cyc07/papers/MOYCR02.pdf> Erişim Tarihi: 10.10. 2007
- Heselius, S. J., Lill, J. O. and Rajander, J. [ed] 2004. Proceedings of the 9th Workshop on Targetry and Target Chemistry. Gillot Oy Painotalo Pub., 186 p, Turku.
- Jungwirth, H. N. and Villiers, J.G. [ed] 1992. 13th International Conference on Cyclotrons and their Applications Proceeding, Vancouver; 709-712.
- Koscielniak, S. 2005. AVF and FFAG Accelerators-Past, Present and Future. TRI-DN-05-11 DESIGN NOTE; 2-4, Vancouver.
- Lewis, D. M. 1996. Designing a Radioisotope Facility. CAS CERN Accelerator School: Cyclotrons, Linacs and their Applications, La Hulpe, Belgium, 28 Apr-5 May 1994: proceedings; 343-362.
- Lewis, D. M. 2003. Accelerators in Industry. Web Sitesi: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/e96/PAPERS/ORALS/FRX01A.PA.PDF> Erişim Tarihi: 10.12. 2007
- MacCarthy, T.J. [ed] 2000. Proceedings of the 8th Workshop on Targetry and Target Chemistry. TRIUMPH Organization Pub, 219 p, St. Louis.
- Mandrillon, P. 1996. Injection into Cyclotrons. CAS CERN Accelerator School: Cyclotrons, Linacs and their Applications, La Hulpe, Belgium, 28 Apr-5 May 1994: proceedings; 153-168.

- Mandrillon, P. 1996. Cyclotrons in Radiotherapy. CAS CERN Accelerator School: Cyclotrons, Linacs and their Applications, La Hulpe, Belgium, 28 Apr-5 May 1994: proceedings; 313-328.
- Martin, F. [ed] 2001. 16th International Conference on Cyclotrons and their Applications: East Lansing, MI, USA, 13-17 May 2001 Proceeding. American Institute of Physics, New York.
- Meyroneinc, S. 2001. Proceeding of: Therapy Which Place for Heavy Charged Particles In Radiotherapy CAS Particle Accelerators for medicine and Industries, 25 p, Pruhonice.
- Murray, R. L. 2001. Nuclear Energy 5th edition: An Introduction to the Concepts, Systems, and Applications of Nuclear Processes. Elsevier, 469 p, Butterworth-Heinemann.
- Podgorsak, E.B. [ed] 2005. Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students. IAEA Publications, 696 p, Vienna.
- Qaim, S. M. 1989. Target development for medical radioisotope production at a cyclotron. Nuclear Instruments and Methods in Physical Research, A282; 289-295.
- Saha, G. B. 2004. Fundamentals of Nuclear Pharmacy, Springer Science & Business Media Inc. 383 p, New York.
- Scherge, M. K. and Pöhlmann, A. G. 2003. Wear Measurement Using Radionuclide-Technique (RNT). Elsevier Science, 254; 801–817 p
- Siegbahn, K. and Howard, F. T. [ed] 1962. International Conference on Sector-focused Cyclotrons: Los Angeles, CA, USA, 17-20 April 1962 Proceeding. Nuclear Instruments and Methods Pub., 647 p, Los Angeles.
- Stammbach, T. 1996. Introduction to Cyclotron. CAS CERN Accelerator School: Cyclotrons, Linacs and their Applications, La Hulpe, Belgium, 28 Apr-5 May 1994: proceedings;113-138.
- Trinks, U. 1996. Exotic Cyclotrons- Future Cyclotrons. CAS CERN Accelerator School: Cyclotrons, Linacs and their Applications, La Hulpe, Belgium, 28 Apr-5 May 1994: proceedings; 187-228.
- Wiedemann, H. 1993. Particle Accelerator Physics I. Springer-Verlag, 948 p, Berlin.
- Wiedemann, H. 1995. Particle Accelerator Physics II. Springer-Verlag, 472 p, Berlin.
- Ziegler, J. F. 1999. The Stopping of Energetic Light Ions in Elemental Matter. J. App. Phys / Rev. Appl. Phys., 85;1249-1272

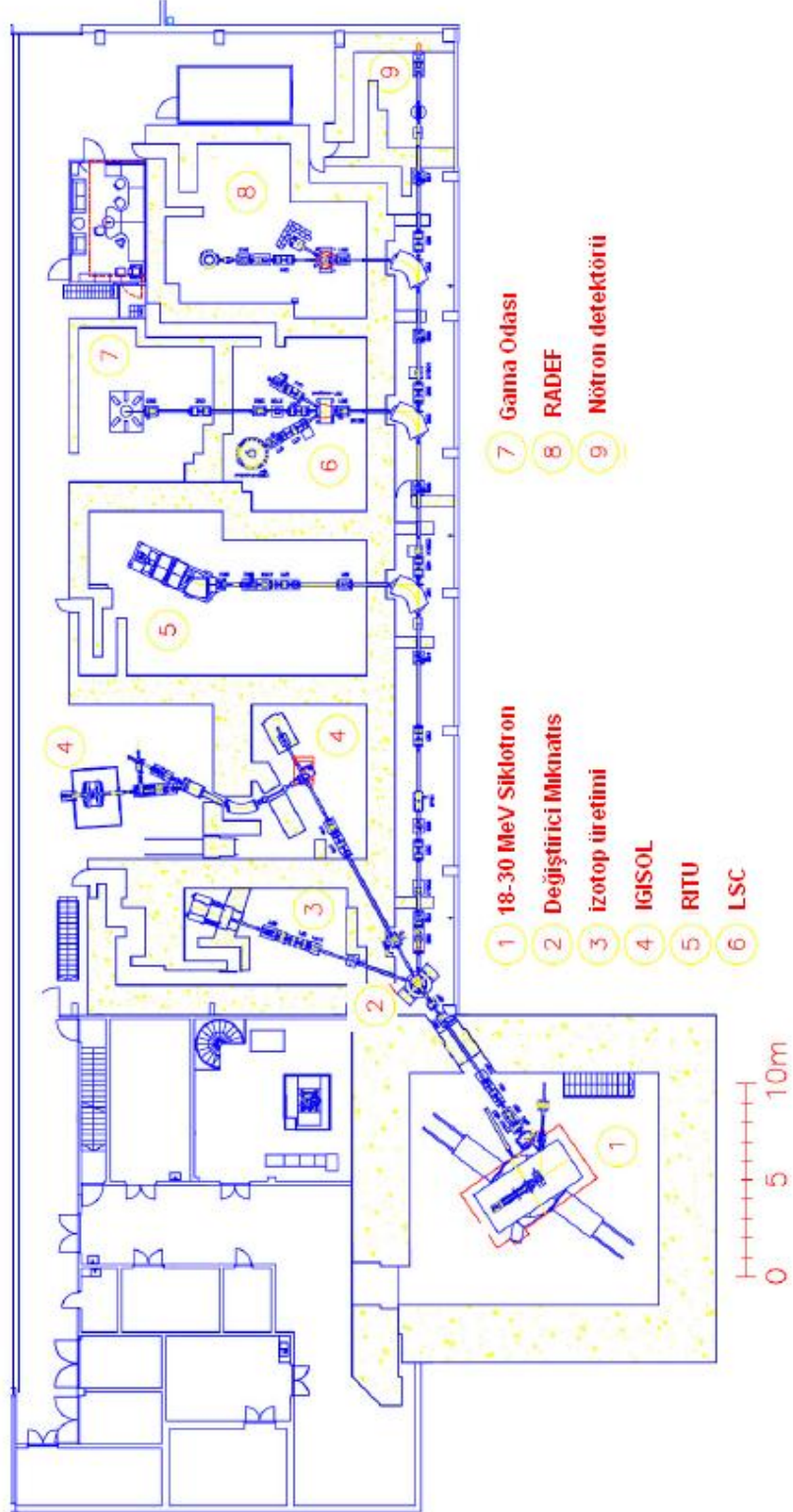
EKLER

EK 1	15-30 MeV Enerjili Siklotron Tesisi ARGE Maksath Demet Hattı Tasarım Çözümü (Kalküta/Hindistan).....	125
EK 2	15-30 MeV Enerjili Siklotron Tesisi ARGE Maksath Demet Hattı ve Deney İstasyonları Tasarım Çözümü (Jyvaskla/ Finlandiya)...	126

EK 1 15-30 MeV Enerjili Siklotron Tesisi ARGE Maksatlı Demet Hattı Tasarım Çözümü (Kalküta/Hindistan)



EK 2 18-30 MeV Enerjili Siklotron Tesisi ARGE Maksathlı Demet Hattı ve Denev İstasyonları Tasarım Çözümü (Jyvaskla/ Finlandiya)



ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Alper Nazmi YÜKSEL

Doğum Yeri : Merkez/ Aydın

Doğum Tarihi : 15 / 12 / 1978

Medeni Hali : Bekâr

Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)

Lise : Aydın Efeler Lisesi (Eylül 1991-Ocak1994)

Lisans : Ankara Üniversitesi Mühendislik Fakültesi
Fizik Mühendisliği Bölümü (Ekim1995-Haziran 1999)

Yüksek Lisans : Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Mühendisliği Anabilim Dalı (Ekim 2004-Ocak 2008)

Çalıştığı Kurum/Kurumlar ve Yıl

Türk Standartları Enstitüsü Standart Kontrol Dairesi Başkanlığı (1999)

Milli Savunma Bakanlığı ARGE ve Teknoloji Dairesi Başkanlığı (2001-2006)

Türkiye Atom Enerjisi Kurumu-SANAEM (2006-Devam)