

Protonun Spini Nereden Geliyor?

FCC-ee'de Compton geri saçılmasıyla
polarize γ demeti üretimi ve $\Delta g(x)$ ölçümü

Dr. Öğr. Üyesi Ali Can Canbay
Ankara Üniversitesi Fizik Bölümü

acanbay@ankara.edu.tr



1. Protonun spin yapısı, $\Delta g(x)$ ve spin asimetrisi
2. Compton geri saçılmasıyla yüksek enerjili, polarize γ demeti üretimi
3. FCC-ee'nin γ kaynağı olarak kullanılması: çalışma modları, benzetimler, foton akısı ve demet hattı
4. Polarize hedefte açık tılsım üretimi: tesir kesiti, spin asimetrisi ve belirsizlikler
5. Beklenen $\Delta g/g$ duyarlılığı, mevcut ölçümlerle karşılaştırma, deney düzeneği ve sonuçlar

Spin, parçacıkların sahip olduğu kuantum mekaniksel içsel bir açısal momentum türüdür.

Spin açısal momentumunun öz durumları s ve m_s kuantum sayılarıyla belirtilir:

$$\hat{S}^2 |s, m_s\rangle = s(s+1)\hbar^2 |s, m_s\rangle$$

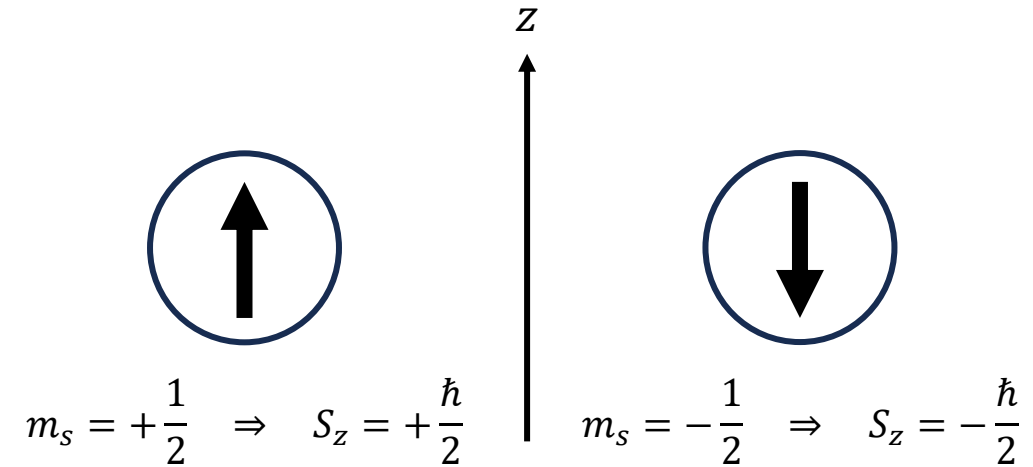
$$\hat{S}_z |s, m_s\rangle = m_s \hbar |s, m_s\rangle$$

$$m_s = -s, -s+1, \dots, s$$

Spin- s bir sistemde, seçilen z eksenine boyunca yapılan spin ölçümünün $2s+1$ olası sonucu vardır.

Örnek: Spin-1/2 sistemi

$$s = \frac{1}{2} \quad \Rightarrow \quad 2s + 1 = 2$$



Proton Spin Krizi

Proton, spin kuantum sayısı 1/2 olan bileşik bir parçacıktır. Basit kuark-parton modelinde proton spininin tamamının kuark ve antiquark spinlerinden kaynaklandığı kabul edilmekteydi.

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2} \Delta\Sigma \quad \Rightarrow \quad \Delta\Sigma = 1, \quad \Delta\Sigma \equiv \sum_{q=u,d,s} \Delta q = \Delta u + \Delta d + \Delta s$$

$\Delta\Sigma$: Spinleri proton spinine paralel ve ters yönlü olan tüm kuark ve antiquarkların dağılımları arasındaki net farktır.

Δq : Spinleri proton spinine paralel ve ters yönlü olan q çeşnisindeki kuark ve antiquarkların dağılımları arasındaki net farktır.

Ellis–Jaffe beklentisi:

$\Delta s = 0$ varsayımı kullanılarak proton için:

$$\Gamma_{1,EJ}^p = 0.189 \pm 0.005$$

değeri öngörüldü.

$$\Gamma_{1,EJ}^p > \Gamma_{1,EMC}^p$$

EMC (Avrupa Müon İşbirliği) sonuçları:

EMC, derin inelastik müon-proton saçılmasından $g_1^p(x, Q^2)$ yapı fonksiyonunu belirledi ve:

$$\Gamma_{1,EMC}^p = 0.114 \pm 0.012 \text{ (istat.)} \pm 0.026 \text{ (sist.)}$$
$$\langle Q^2 \rangle = 10.7 \text{ GeV}^2$$

sonucunu elde etti.

Γ_1^p : $g_1^p(x, Q^2)$ yapı fonksiyonunun $0 \leq x \leq 1$ aralığındaki integralidir.

$g_1^p(x, Q^2)$: Protonun spine bağlı yapı fonksiyonudur. Basit kuark-parton modelinde, kuark ve antiquark spin dağılımları arasındaki farkların elektrik yüklerinin kareleriyle ağırlıklandırılmış toplamıdır.

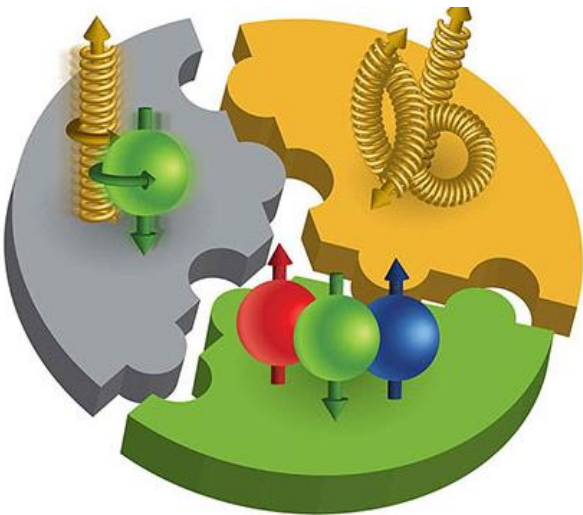
EMC sonucu, basit kuark-parton modeli ve Ellis–Jaffe varsayımları çerçevesinde, kuark ve antiquark spinlerinin proton spinine net katkısının beklenenden çok daha küçük olduğunu gösterdi. Bu durum “**proton spin krizi**” olarak adlandırıldı.

Proton Spinine Hangi Bileşenler Katkıda Bulunur?

QCD'de proton spini farklı partonik katklara ayrılır ([Jaffe ve Manohar](#)):

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2} \Delta\Sigma + \Delta G + L_{q,g}$$

Protonun spini = Kuark ve antikuark spinlerinin net katkısı + Gluon spinlerinin net katkısı + Kuark ve gluonların yörüngesel açısal momentum katkısı



<https://www.bnl.gov/newsroom/news.php?a=114331>

Bu çalışmanın odaklandığı nicelik, spinleri proton spinine paralel ve ters yönlü gluonların dağılımları arasındaki farkı gösteren $\Delta g(x, \mu^2)$ dağılımıdır.

$$\Delta G(\mu^2) = \int_0^1 \Delta g(x, \mu^2) dx$$

x : Protonun boyuna momentumunun gluon tarafından taşınan kesridir.

μ : $\Delta g(x, \mu^2)$ dağılımının değerlendirildiği faktörizasyon ölçeğidir; birimi GeV'dir.

$\Delta g(x, \mu^2)$ dağılımının belirlenmesi, gluon spinlerinin proton spinine toplam katkısı olan $\Delta G(\mu^2)$ 'nin hesaplanmasını sağlar. Böylece eksik spin katkısının ne kadarının gluon spinlerinden kaynaklandığı belirlenebilir.

Spin Asimetrisi

Bir etkileşimde gözlenen olay sayısı, başlangıç parçacıklarının spin yönelimlerine bağlı olabilir. Bu bağımlılık, iki farklı spin düzenindeki olay sayılarının karşılaştırılmasıyla incelenir.

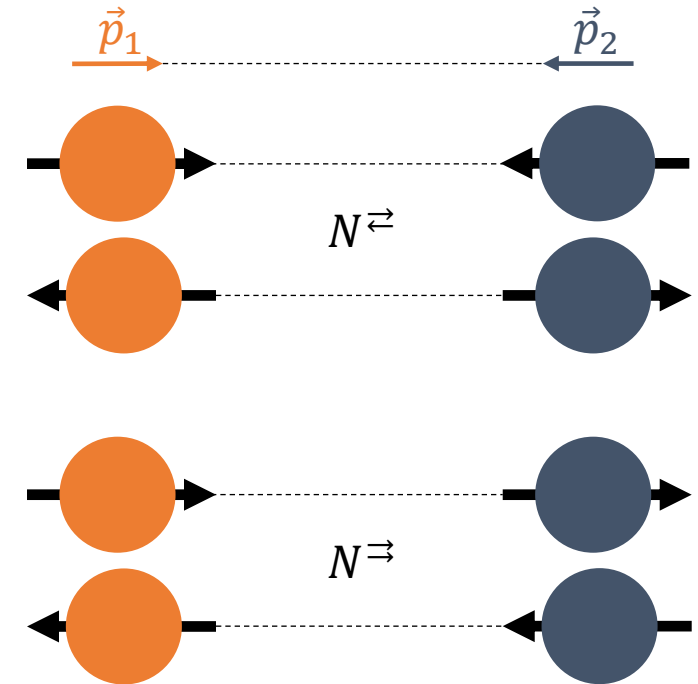
$$A = \frac{N^{\rightarrow} - N^{\leftarrow}}{N^{\rightarrow} + N^{\leftarrow}}$$

$N^{\rightarrow}$: Başlangıç spinleri aynı yöndeyken gözlenen olay sayısı
 $N^{\leftarrow}$: Başlangıç spinleri ters yöndeyken gözlenen olay sayısı

- Pay, iki spin düzeni arasındaki olay farkını gösterir.
- Payda, farkı toplam olay sayısına göre ölçeklendirir.
- $A = 0$ ise iki spin düzeninde aynı olay oranı gözlenir.
- $A \neq 0$ ise etkileşim spin düzenine duyarlıdır.

Gerçek deneyde göreceli ışınlık ile demet ve hedef polarizasyonları dikkate alınarak sayım asimetrisinden fiziksel spin asimetrisi elde edilir.

Polarizasyon, demet ve hedefi oluşturan parçacıkların belirli spin yönelimlerinde diğer yönelimlere göre daha fazla bulunmasını ifade eder.



Spin Asimetrisi ile $\Delta g(x)$ 'nin Belirlenmesi

Polarize bir protonda gluonların spinleri proton spinine paralel veya ters yönlü olabilir:

$$g(x, \mu^2) = g^+(x, \mu^2) + g^-(x, \mu^2)$$

$$\Delta g(x, \mu^2) = g^+(x, \mu^2) - g^-(x, \mu^2)$$

g : Toplam gluon dağılımıdır.

Δg : İki spin yönelimindeki gluon dağılımları arasındaki net farktır.

Dairesel polarize bir gama fotonu protondaki gluonla etkileşerek

$$\gamma p \rightarrow c \bar{c} X, \quad \gamma g \rightarrow c \bar{c}$$

c ve $\bar{c}$ kuarklarının ayrı tılsımlı hadronlara dönüşmesine **açık tılsım (open charm) üretimi** denir.

Foton spin-1 ve kütesizdir; yalnızca iki fiziksel spin durumu vardır:

$$\lambda_\gamma = +1, \quad \lambda_\gamma = -1$$

Bunlar sağ ve sol dairesel polarizasyon durumlarıdır. λ_γ , fotonun spin açısal momentumunun hareket doğrultusundaki izdüşümüdür ve **helisite** olarak adlandırılır.

$\gamma g \rightarrow c \bar{c}$ sürecinin tesir kesiti ($\hat{\sigma}$) fotonun helisitesi λ_γ ile gluonun helisitesi λ_g 'nin göreceli durumuna bağlıdır. Bu iki helisite birleşimi farklı toplam açısal momentum durumlarına karşılık geldiğinden tesir kesitleri eşit değildir:"

$$\hat{\sigma}_{\lambda_\gamma=\lambda_g} \neq \hat{\sigma}_{\lambda_\gamma=-\lambda_g}$$

Polarize protonda g^+ ve g^- dağılımları eşit değilse, proton spin yönü değiştirildiğinde iki foton–gluon helisite durumunun katkıları değişir. Bu nedenle iki foton–proton spin düzeninde farklı sayıda $c \bar{c}$ olayı gözlemlenebilir

$$N^{\rightarrow} \neq N^{\leftarrow}$$

Bu olay sayıları arasındaki fark spin asimetrisiyle ölçülür; ölçülen asimetri $\Delta g(x, \mu^2)$ dağılımına duyarlıdır."

Açık tılsım üretimindeki spin asimetrisini ölçmek için iki polarize başlangıç bileşenine ihtiyaç vardır:

Dairesel polarize γ demeti + Boyuna polarize proton hedefi

$$\gamma p \rightarrow c \bar{c} X$$

γ demeti:

- Açık tılsım üretebilecek kadar yüksek enerjili
- Yeterli olay sayısı sağlayacak kadar yüksek akılı,
- Yüksek ve ölçülebilir bir dairesel polarizasyon derecesine sahip olmalıdır.

Boyuna polarize proton hedefi:

- Birim alan başına çok sayıda proton içermelidir.
- Yüksek ve ölçülebilir bir boyuna polarizasyon derecesine sahip olmalıdır.
- Polarizasyon yönü denetlenebilir ve tersine çevrilebilir olmalıdır.

Yüksek enerjili, yüksek akılı ve dairesel polarize γ demeti nasıl üretilebilir?

Yüksek proton yoğunluğuna sahip, boyuna polarize bir hedef nasıl hazırlanabilir?

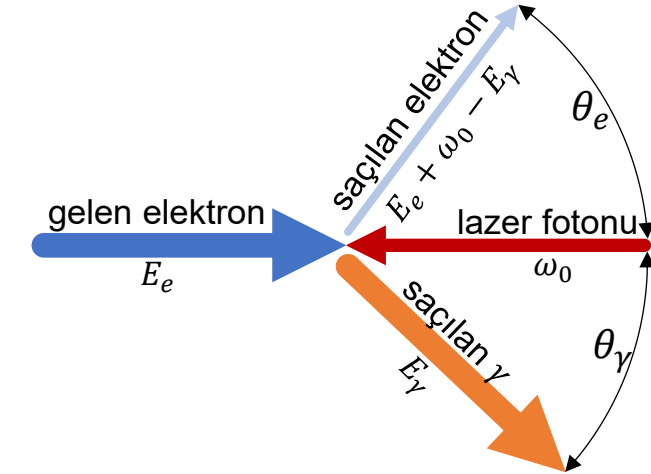
Compton Geri Saçılmasıyla Polarize γ Demeti Üretimi

Katıhal lazerleri yüksek akıllı ve dairesel polarize ışık üretebilir. Ancak lazer fotonlarının enerjisi eV mertebesinde ve açık tılsım üretimi için yetersizdir.

Yüksek enerjili polarize γ demeti elde etmek için lazer fotonları, ters yönde ilerleyen ultra-rölativistik elektronlarla çarpıştırılır:

$$e^-(E_e) + \gamma_L(\omega_0) \rightarrow e^- + \gamma(E_\gamma)$$

Bu süreç **Compton geri saçılması (CBS)** olarak adlandırılır. Yaklaşık durgun bir elektronla gerçekleşen Compton saçılmasında saçılan foton enerji kaybederken, CBS'de ultra-rölativistik başlangıç elektronu nedeniyle saçılan foton enerji kazanır.



- Lazer demeti yüksek foton akısını ve başlangıçtaki dairesel polarizasyonu sağlar.
- Ultra-rölativistik elektron, enerjisinin bir bölümünü lazer fotonuna aktarır.
- Saçılan fotonlar, başlangıçtaki lazer fotonlarının ters yönünde ve elektron demetinin hareket doğrultusunda dar bir koni içinde ilerler. “Geri saçılma” adı bu geometriden gelir.
- Böylece yüksek enerjili ve dairesel polarize bir γ demeti elde edilir.

CBS Kinematığı ve Çift Üretim Sınırı

CBS'de elektrondan fotona aktarılan enerjiyi belirleyen boyutsuz kinematik parametre:

$$\kappa = \frac{4E_e\omega_0}{m_e^2}$$

E_e : elektron enerjisi,
 ω_0 : lazer fotonunun enerjisi,
 m_e : elektron kütlesidir.

Saçılan fotonun ulaşabileceği en yüksek enerji:

$$E_{\gamma,\max} = \frac{\kappa}{1 + \kappa} E_e$$

κ büyüdükçe elektrondan fotona aktarılan enerji artar. Ancak yüksek enerjili saçılmış foton, lazer fotonuyla etkileşerek elektron-pozitron çifti üretebilir:

$$\gamma(E_{\gamma,\max}) + \gamma_L(\omega_0) \rightarrow e^+e^-$$

Kafa kafaya çarpışan iki foton için çift üretim eşiği:

$$s_{\gamma\gamma} = 4E_{\gamma,\max}\omega_0 \geq (2m_e)^2 = 4m_e^2$$

$$\Rightarrow \frac{\kappa^2}{1 + \kappa} \geq 4 \quad \Rightarrow \quad \kappa_{\text{eşik}} = 2 + 2\sqrt{2} \simeq \mathbf{4.83}$$

$$\boxed{\kappa < 4.83}$$

REGAS ve APOLLON: Yöntemin İlk Deney Önerileri

Polarize γ demetiyle nükleonun spin yapısını inceleme fikri 1990'larda geliştirildi.

1993 — İlk kuramsal öneri

Alekhin, Borodulin ve Sultanov (Sultansoy), ağır kuark fotoüretiminin spin bağımlı gluon dağılımını incelemek için kullanılmasını önerdi.

[S. I. Alekhin, V. I. Borodulin ve S. F. Sultanov, *Int. J. Mod. Phys. A* 8, 1603–1612 \(1993\)](#)

1995-1996 — REGAS (REal GAMMA Scattering, Gerçek Gama Saçılması) deney önerisi

Halka tipi hızlandırıcılarda Compton geri saçılmasıyla yüksek enerjili polarize gerçek γ demeti üretilmesi ve bu demetin polarize bir nükleer hedefle çarpıştırılması önerildi. Işınlık, beklenen olay sayıları ve spin asimetrisi analitik olarak hesaplandı.

[S. Atağ, A. Çelikel, S. Sultansoy, S. Türköz ve F. Hacıyev, *Europhys. Lett.* 29, 273–278 \(1995\)](#)

[S. Atağ, A. Çelikel, F. Hacıyev, S. Sultansoy ve S. Türköz, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 381, 23–31 \(1996\)](#)

1996 — DESY'de yoğun ilgi

Ayla Çelikel, REGAS önerisini HERMES İşbirliği'nde iki kez sundu; yoğun ilgi gören bu sunumlar APOLLON deney önerisinin geliştirilmesine zemin hazırladı.

[S. Sultansoy, *65. Yılında DESY: AÜ-DESY İlişkilerinin Tarihçesi*, slayt 9–11 \(2025\)](#)

1997 — HERA'da APOLLON deney önerisi

HERA elektron demetiyle lazer fotonlarının Compton geri saçılmasından yüksek enerjili polarize γ demeti üretilmesi ve bu demetle polarize hedefte J/ψ fotoüretiminin spin asimetrisinin ölçülmesi planlandı.

[V. Borodulin, A. Çelikel, M. Kantar ve S. Sultansoy, *AU-HEP-97/06* \(1997\)](#)

FCC-ee, aşamalı FCC (Future Circular Collider – Gelecek Dairesel Çarpıştırıcı) programının önerilen ilk aşamasını oluşturan elektron–pozitron çarpıştırıcısıdır.

- FCC-ee için çevresi yaklaşık 90.7 km olan bir tünelin, yerin ortalama 200 m altında inşa edilmesi planlanmaktadır.
- Başlıca hedefleri, Higgs bozonu ile diğer önemli parçacıkların özelliklerini yüksek hassasiyetle ölçmek ve yeni parçacıkları, yeni kuvvetleri ve olası karanlık madde adaylarını araştırmaktır.
- Dört çarpışma noktasında dört dedektörün çalışması öngörülmektedir.
- FCC projesinin hayata geçirilip geçirilmeyeceğine 2028’de karar verilmesi beklenmektedir. Onay verilmesi halinde FCC-ee’nin 2045’ten sonra faaliyete geçmesi öngörülmektedir.

Parametre	Z	WW	ZH	$t\bar{t}$
Kütle merkezi enerjisi, $\sqrt{s}$ [GeV]	91.2	160	240	365
Demet enerjisi, E_e [GeV]	45.6	80	120	182.5
Paketçikteki elektron sayısı ($\times 10^{11}$)	2.18	1.38	1.69	1.58
Halkadaki paketçik sayısı, n_b	11200	1780	440	60
Demet akımı [mA]	1 283	135	26.8	5.1
Anlık ışınlık ($10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	145	20	7.5	1.41



[FCC resmi web sayfası](#)

Yüksek enerjili ve yüksek akıllı elektron demetleri, FCC-ee’yi CBS ile polarize γ demeti üretimi ve spin asimetrisi ölçümleri için uygun bir altyapı haline getirmektedir.

FCC-ee'de CBS Noktasının Seçimi

CBS, ana çarpıştırıcı halkasında değil, aynı tünelde bulunan tam enerji öteleyici halkasının (full-energy booster) ayrılmış bir düz kesiminde gerçekleştirilir.

Neden enerji öteleyici halkası?

- Ana halkada dolaşan çarpışma demetlerine müdahale edilmez.
- CBS için gereken optik düzen bu halkada bağımsız olarak oluşturulabilir. Böylece ana halkanın çarpışma bölgesindeki karmaşık son odaklama sisteminin değiştirilmesine gerek kalmaz.
- Öteleyici halkadaki büyük β değerleri, elektron demetinin açısal yayılımını azaltır ve üretilen γ demetinin geometrik yayılımını sınırlar. CBS noktasındaki yatay beta fonksiyonu β_x^* ile açısal yayılım arasındaki ilişki aşağıdaki gibidir:

$$\sigma'_x = \sqrt{\frac{\varepsilon_x}{\beta_x^*}} = \frac{1}{\gamma_e}$$

σ'_x : elektron demetinin yatay açısal yayılımı

ε_x : yatay emittans

$\gamma_e = \frac{E_e}{m_e c^2}$: elektronun Lorentz çarpanı

- CBS sırasında enerji kaybeden elektronlar, etkileşim noktasından sonraki ilk dipol mıknatısında ana yörüngeden ayrılır ve yerel bir soğurucuya yönlendirilir.

FCC-ee'de CBS Parametreleri ve Lazer Seçimi

Çift üretim eşiği $\kappa_{\text{eşik}} \simeq 4.83$ olduğundan, demet enerjisi ile lazer frekansındaki küçük değişimlerin çift üretime yol açmasını önlemek amacıyla 10 güvenlik payı bırakılmış ve bu çalışmada dört FCC-ee çalışma modu için $\kappa = 4.35$ seçilmiştir. Her çalışma modunda kullanılacak lazer fotonunun enerjisi ve dalga boyu, elektron enerjisine göre belirlenmiştir:

$$\omega_0 = \frac{\kappa m_e^2}{4E_e}, \quad E_{\gamma, \text{max}} = \frac{\kappa}{1 + \kappa} E_e$$

$$\kappa = 4.35 \quad \Rightarrow \quad E_{\gamma, \text{max}} \simeq 0.813 E_e$$

Saçılan foton, elektron enerjisinin en fazla 81.3'ünü taşır.

FCC-ee çalışma modu	E_e [GeV]	ω_0 [eV]	λ [nm]	$E_{\gamma, \text{max}}$ [GeV]
Z	45.6	6.22	199.09	37.07
WW	80	3.55	349.29	65.04
ZH	120	2.36	523.93	97.56
$t\bar{t}$	182.5	1.56	796.82	148.37

Dört FCC-ee çalışma modunda, 199.09–796.82 nm aralığındaki lazerlerle en yüksek enerjisi 37.07–148.37 GeV arasında değişen γ demetleri elde edilebilir.

Gerekli dalga boyları, Ti:safir ve Nd:YAG/Nd:YLF tabanlı lazerlerden doğrudan veya harmonik frekans dönüşümü yoluyla elde edilebilir.

FCC-ee'de CBS İşletim Senaryoları

Enerji öteleyici halkasının çevrim yapısı, CBS'nin parazitik veya ayrılmış çalışma biçiminde gerçekleştirilmesine olanak verir.

Özellik	Parazitik çalışma	Ayrılmış senaryo
Çalışma zamanı	Demet yenileme (top-up) rampalarının 0.1 s süren sabit enerji bölümünde	Demet yenileme çevrimleri arasındaki boş zaman aralıklarında
Bir geçişte saçılan elektron oranı	$f_{\text{CBS}} = 10^{-8}$	$f_{\text{CBS}} = 10^{-6}$
Kullanılan elektronlar	Ana halkaya aktarılacak yenileme demeti	Çarpıştırıcıya aktarılmayan ayrı elektron dolumları
Çevrim boyunca saçılan elektron oranı	Çevrim başına yaklaşık 3×10^{-6}	Çevrim başına 1'den az
Çalışmadaki rolü	Alternatif senaryo	Çalışmada kullanılan temel senaryo

Her iki senaryoda da ana halkadaki çarpışma demetlerine müdahale edilmez.

Olay sayıları ve spin duyarlılığı hesaplarında ayrılmış temel senaryonun foton akısı kullanılmıştır.

CAIN'de CBS Benzetimi

CBS sonucunda oluşan γ demetinin enerji, açı ve polarizasyon dağılımları KEK'te geliştirilen demet–demet etkileşimleri için Monte Carlo benzetim kodu CAIN kullanılarak hesaplanmıştır.

Benzetim girdileri

- Dört FCC-ee çalışma modunun elektron demeti parametreleri
- Polarize olmayan elektron demeti
- Tam dairesel polarizasyona sahip lazer
- $\kappa = 4.35$ ve önceki slaytta belirlenen lazer dalga boyları
- Her çalışma modu için 2×10^6 elektron makroparçacığı

Benzetim yöntemi

- Yeterli istatistik elde etmek için benzetimde tepe saçılma olasılığı $P_{\text{tepe}} = 0.3$ seçilmiştir.
- Gerçek çalışma tekli saçılma bölgesinde olduğundan yalnızca elektronların ilk saçılmasında üretilen fotonlar kullanılmıştır.

CAIN

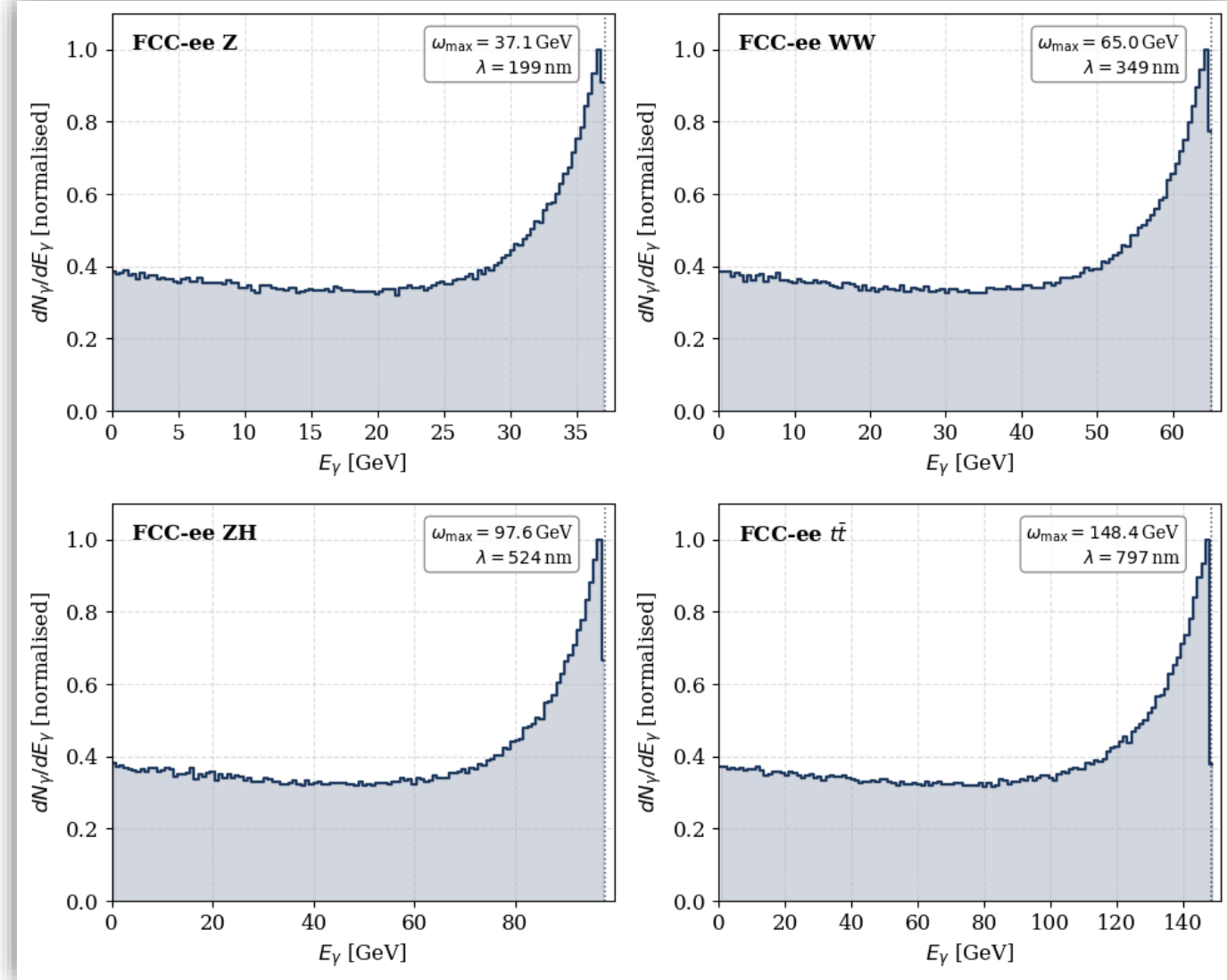
CAIN'den elde edilen büyüklükler

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}, \quad \theta_\gamma, \quad S_2(E_\gamma)$$

CAIN, γ demetinin dağılımlarını belirlemek için kullanılmıştır. Yıllık foton akısı ise işletim senaryosundaki f_{CBS} , çalışma süresi ve elektron demeti parametreleri kullanılarak ayrıca hesaplanmıştır.

CAIN Sonuçları: γ Demetinin Enerji Spektrumu

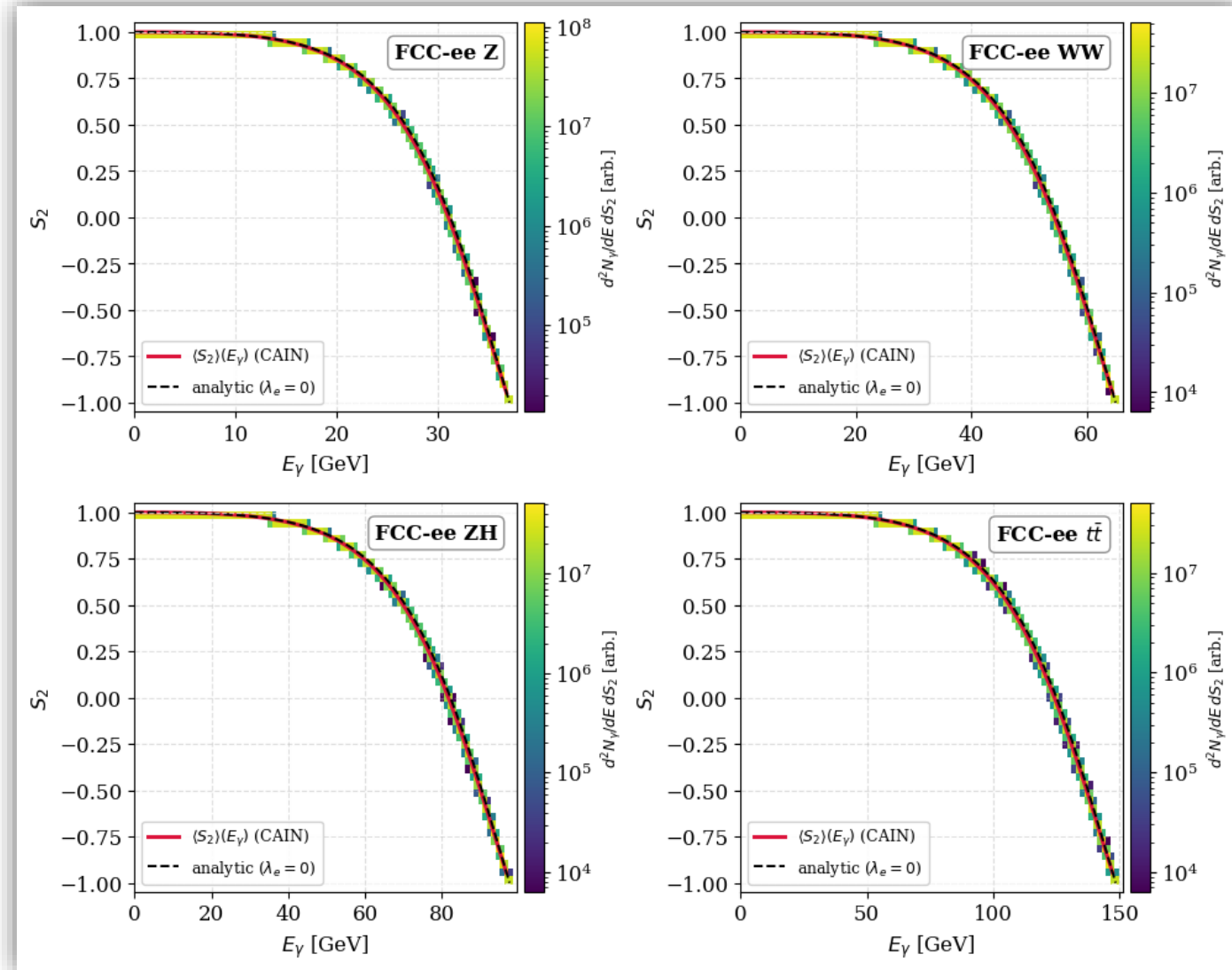
- CBS sonucunda, sıfırdan Compton sınırına kadar uzanan sürekli bir γ enerjisi dağılımı elde edilir; dolayısıyla üretilen γ demeti tek enerjili değildir.
- Dört çalışma modunda da $\kappa = 4.35$ kullanıldığı için normalize edilmiş spektrumların biçimi aynıdır. Elektron enerjisinin değişmesi spektrumun biçimini değil, ulaşılabilen en yüksek foton enerjisini değiştirir.
- Diferansiyel foton verimi Compton sınırına yaklaştıkça belirgin biçimde yükselir. Bununla birlikte yüksek enerjili uç bölge, toplam fotonların yalnızca sınırlı bir bölümünü içerir; dolayısıyla demetin tamamı yüksek enerjili fotonlardan oluşmaz.
- Foton enerjisi hem açık tılsım üretim tesir kesitini hem de foton polarizasyonunu etkilediğinden, spin asimetrisi hesabında kullanılacak enerji bölgesinin açıkça belirlenmesi gerekir.



CAIN Sonuçları: γ Demetinin Dairesel Polarizasyonu

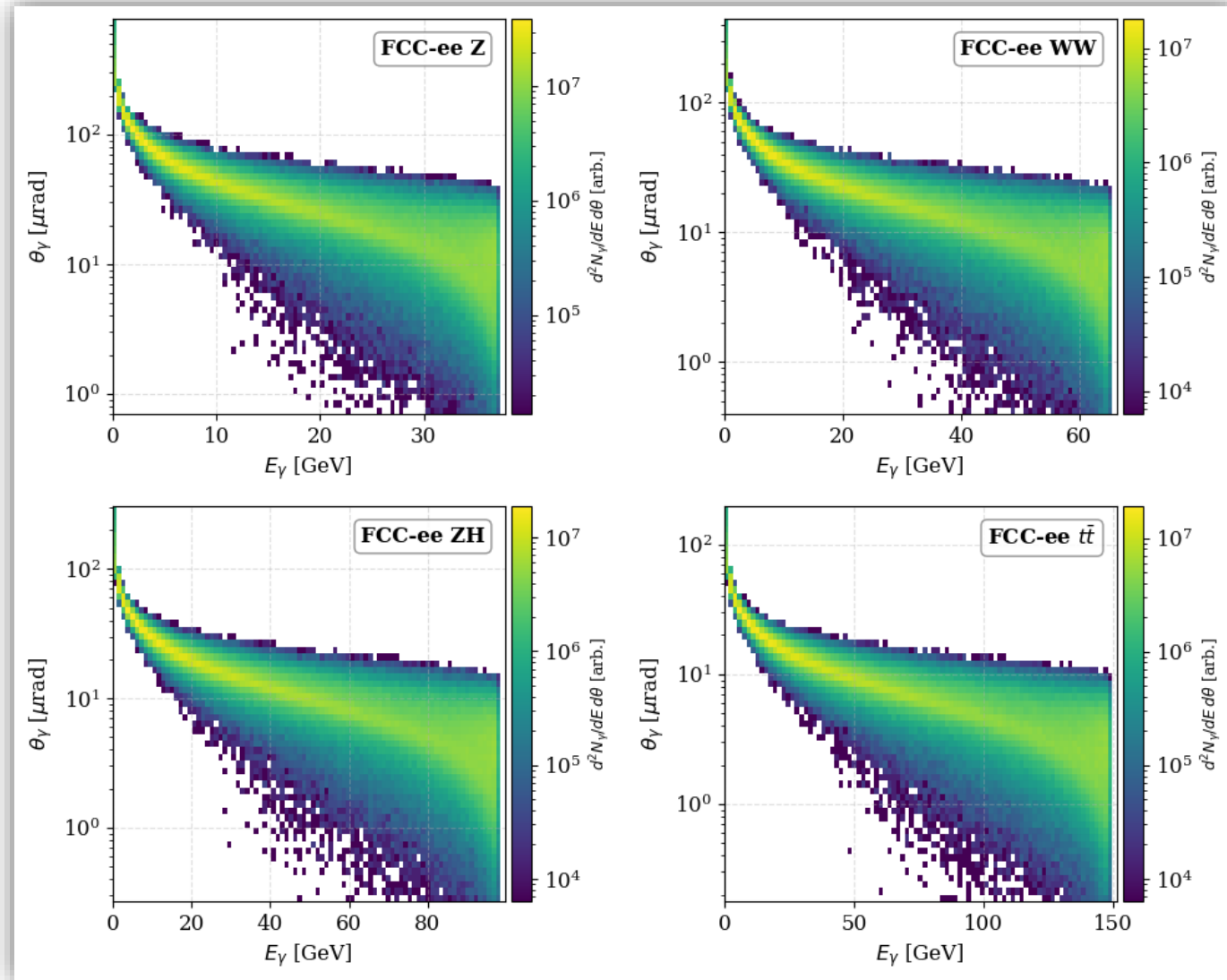
$$S_2: \begin{cases} |S_2| = 1 & \text{tam dairesel polarizasyon} \\ S_2 = 0 & \text{daireseel polarizasyon yok} \end{cases}$$

- Polarize olmayan elektron demeti ile tam dairesel polarizasyona sahip lazerin etkileşiminde, düşük enerjili fotonlar lazerin helisitesini korur ve $S_2 \approx +1$ değerine sahiptir..
- Foton enerjisi arttıkça S_2 azalır, ara enerji bölgesinde işaret değiştirir ve Compton sınırında $S_2 \approx -1$ olur. Böylece Compton sınırındaki fotonlar, lazerin helisitesine ters yönde ve neredeyse tam dairesel polarizasyona sahip hale gelir.
- CAIN'den elde edilen enerjiye bağlı ortalama polarizasyon değerleri, analitik Compton polarizasyon aktarım eğrisiyle uyumludur.
- Açık tılsım üretimindeki spin asimetrisini ölçmek için Compton sınırındaki yüksek enerjili ve yüksek dairesel polarizasyonlu fotonlardan yararlanılır. Bu nedenle, söz konusu enerji bölgesindeki fotonların oluşturduğu olayların diğer olaylardan ayırt edilmesi gerekir.



CAIN Sonuçları: Enerji – Açı İlişkisi

- θ_γ , saçılan fotonun elektron demeti eksenine yaptığı açısıdır. CBS’de foton enerjisi ile bu açı arasında belirgin bir ters ilişki bulunur.
- Compton sınırındaki yüksek enerjili fotonlar elektron demeti doğrultusunda dar bir koni içinde ilerler. Foton enerjisi azaldıkça dağılım daha geniş açılara yayılır.
- Ancak foton enerjisi ile saçılma açısı arasında bire bir ilişki yoktur. Düşük ve orta enerjili fotonların bir bölümü de demet eksenine yakın, küçük açılarla ilerler. Bu nedenle küçük açılı fotonların tamamı yüksek enerjili ve yüksek polarizasyonlu değildir.
- Fotonların %99’unu içeren koninin yarı açısı θ_{99} ile gösterilir. Bu açı, CBS noktası ile kolimatör arasındaki uzaklıkla birlikte, foton demetinin geometrik sınırını ve gerekli kolimatör açıklığını belirler.
- Açısal dağılımların örtüşmesi nedeniyle kolimatör, Compton sınırındaki fotonları enerji ve polarizasyon bakımından tek başına seçemez. Yüksek polarizasyonlu enerji bölgesinin belirlenebilmesi için her olayda gelen fotonun enerjisi ayrıca ölçülmelidir.



Kolimatör ve Sağanak Temizleme Sistemi

Yüksek enerjili fotonlar demet eksenini çevresinde yoğunlaşır. Eksen dışındaki fotonları elemek ve demetin geometrik sınırını belirlemek için dairesel açıklığa sahip bir tungsten (W) kolimatör (≥ 6.2 cm) kullanılır. Bu kolimatör yalnızca geometrik bir ön seçim yapar.

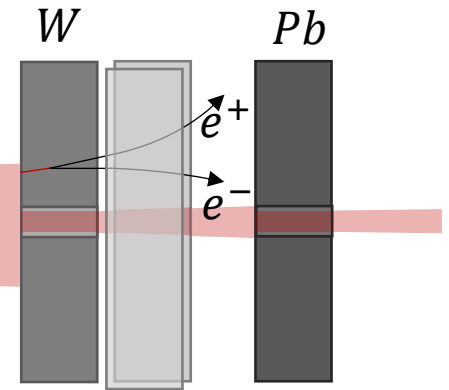
CBS noktası ile kolimatör arasında $L = 100$ m uzunluğunda bir vakum hattı kabul edilmiştir. Fotonların %99'unu geçirecek açıklığın yarıçapı ve çapı aşağıdaki bağıntı ile hesaplanır:

$$r_{\text{kol}} = L\theta_{99}, \quad d_{\text{kol}} = 2L\theta_{99}$$

Kolimatörün CBS noktasından 100 m uzağa yerleştirilmesi, kolimatör ve sağanak temizleme sisteminin enerji öteleyici halkanın elemanlarından yeterince uzaklaşmasını sağlar. Ayrıca bu uzaklıkta, μrad mertebesindeki foton açısal yayılımı günümüz teknolojisiyle üretilebilecek milimetre ölçeğinde kolimatör açıklıklarına karşılık gelir

Tungsten gövdeye çarpan fotonlar, e^+e^- çiftlerini de içeren elektromanyetik sağanaklar oluşturur. Sağanakın yüklü bileşenleri saptırıcı çift kutuplu mıknatısla ($B = 1-2$ T, ≈ 1 m) demet ekseninden uzaklaştırılır; düşük enerjili foton bileşeni ise ikincil kurşun (Pb) kolimatörde soğurulur.

Mod	d_{col}
Z	49.87 mm
WW	28.72 mm
ZH	19.00 mm
$t\bar{t}$	12.46 mm



Yüksek Polarizasyonlu Fotonların Seçimi

Kolimatör, foton demetini geometrik olarak sınırlar; ancak yüksek polarizasyonlu fotonları tek başına seçemez. Bu nedenle spin asimetrisi hesabında yalnızca Compton sınırındaki

$$E_\gamma > E_{\min}$$

koşulunu sağlayan olaylar kullanılır.

$E_{\min}$ Compton sınırına yaklaştıkça ortalama dairesel polarizasyonun büyüklüğü artar, ancak kabul edilen foton oranı azalır.

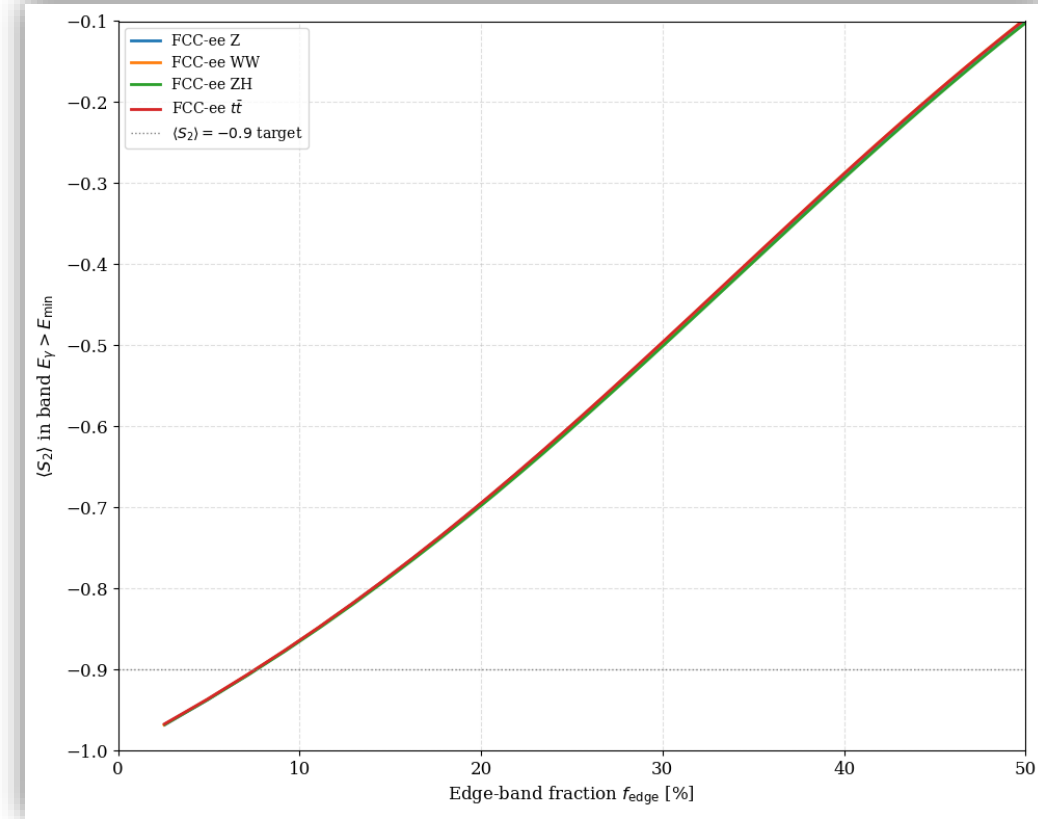
Bu çalışmada,

$$\langle S_2 \rangle = -0.90, \quad \frac{E_{\min}}{\omega_{\max}} \simeq 0.97, \quad f_{\text{edge}} \simeq 7$$

çalışma noktası seçilmiştir.

f_{edge} , Compton sınırındaki $E_\gamma > E_{\min}$ koşulunu sağlayan fotonların toplam CBS fotonlarına oranıdır.

Ayrılmış temel senaryoda çift spektrometresi foton spektrumunu, polarizasyonunu, akısını ve enerji ölçeğini izler; etkileşen fotonun enerjisi hadronik son durumdan belirlenir.



Yıllık Etkin Polarize Foton Akısı

Compton sınırı seçiminin ardından spin asimetrisi hesabında kullanılabilecek yıllık polarize foton akısı şöyle hesaplanır:

$$\Phi_{\gamma}^{\text{eff}} = f_{\text{CBS}} N_e n_b f_{\text{rev}} f_{\text{edge}} f_{\text{duty}} \Delta T$$

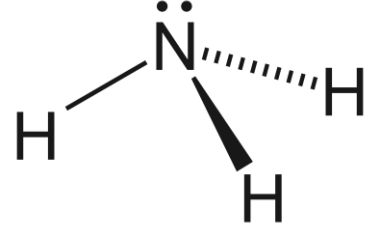
Burada f_{duty} , lazerin sabit enerji bölümünde etkin olduğu sürenin toplam çalışma süresine oranını; $\Delta T = 10^7$ s/yıl ise yıllık çalışma süresini gösterir. Ayrılmış temel senaryoda $f_{\text{CBS}} = 10^{-6}$ ve $f_{\text{edge}} \simeq 7$ kullanılmıştır.

FCC-ee çalışma modu	f_{duty} [%]	$\Phi_{\gamma}^{\text{eff}}$ [yıl ⁻¹]
Z	1.81	1.38×10^{15}
WW	20.23	5.97×10^{15}
ZH	6.77	6.50×10^{14}
$t\bar{t}$	6.62	1.25×10^{14}

Çalışma modları arasındaki akı farkı, elektron sayısı, paketçik sayısı ve etkin çalışma süresi oranındaki farklılıklardan kaynaklanır. Ayrılmış temel senaryoda, seçilen Compton sınırı bölgesindeki yıllık etkin foton akısı 1.25×10^{14} ile 5.97×10^{15} yıl⁻¹ arasında değişir. Bu enerji bölgesinin spektrumla ağırlıklandırılmış ortalama dairesel polarizasyon büyüklüğü yaklaşık 0.90'dır.

Hedef: Polarize Amonyak

Polarize γ demeti, boyuna doğrultuda polarize edilmiş katı amonyak (NH_3) hedefe gönderilir.



Neden amonyak?

- Her NH_3 molekülü üç polarize edilebilir hidrojen protonu içerir.
- Katı amonyaktaki protonlar, dinamik nükleer polarizasyon yöntemiyle %85 oranında polarize edilebilir.
- Katı amonyak, polarize sabit hedef deneylerinde kullanılan yerleşik bir hedef malzemesidir.

Dinamik nükleer polarizasyon

Yaklaşık 100 mK sıcaklıkta ve 5 T boyuna manyetik alan altında elektronlarda oluşan yüksek polarizasyon, 140 GHz mikrodalgalar aracılığıyla protonlara aktarılır.

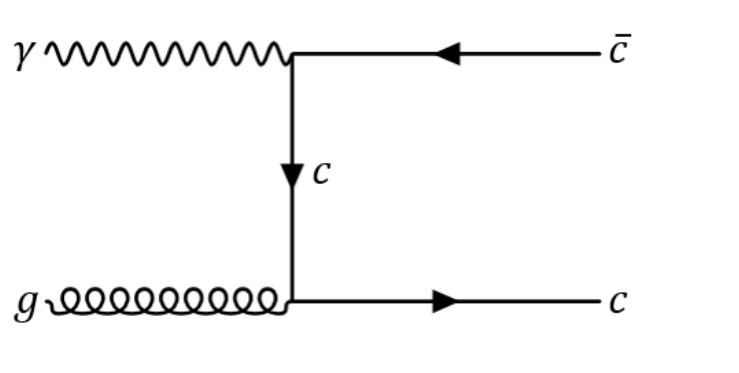
Hedef parametresi	Değer
Hedef malzemesi	Katı NH_3
Hedef kalınlığı	5 cm
Yoğunluk	0.85 g cm^{-3}
Proton polarizasyonu, P_t	0.85
Seyreltme faktörü, f_d	0.176
Birim alan başına nükleon sayısı	$2.6 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$

f_d : üç hidrojen protonunun NH_3 molekülündeki toplam 17 nükleon içindeki payıdır:

$$f_d = \frac{3}{17} \simeq 0.176$$

Açık Tılsım Tesir Kesitinin Hesaplanması

Hadron düzeyindeki tesir kesitleri, ilgili gluon dağılım fonksiyonu ile $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$ partonik tesir kesitinin çarpımının x üzerinden integrali alınarak hesaplanır:



$$\sigma(E_\gamma) = \int_{x_{\min}}^1 g(x, \mu^2) \hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow c\bar{c}}(xs) dx$$

$$\Delta\sigma(E_\gamma) = \int_{x_{\min}}^1 \Delta g(x, \mu^2) \Delta\hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow c\bar{c}}(xs) dx$$

$$s = m_p^2 + 2m_p E_\gamma, \quad x_{\min} = \frac{4m_c^2}{s}$$

$$A_{LL} = \frac{\Delta\sigma}{\sigma},$$

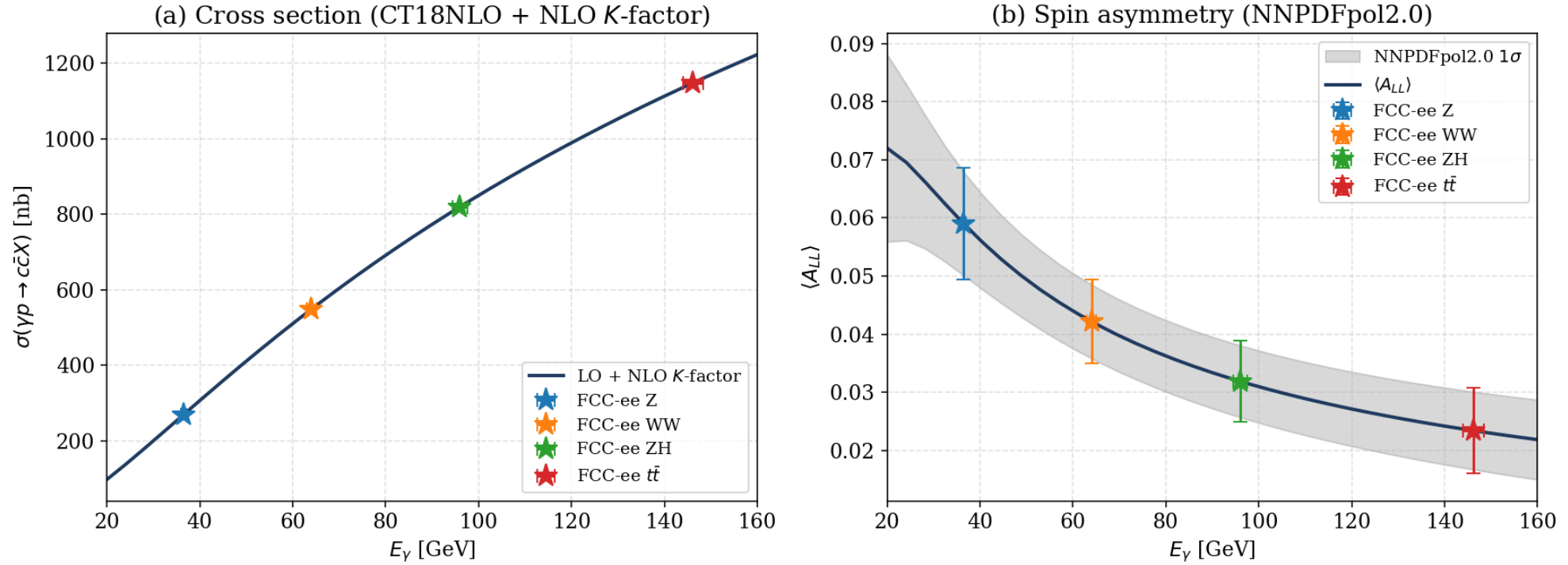
$$A_{LL}^{\text{NLO}} = \frac{K_{\Delta\sigma}}{K_\sigma} A_{LL}^{\text{LO}} \simeq 0.86 A_{LL}^{\text{LO}}$$

- x : Gluonun protonun boyuna momentumundan taşıdığı paydır.
- $s = m_p^2 + 2m_p E_\gamma$: Foton–proton sisteminin kütle merkezi enerjisinin karesidir.
- $x_{\min} = 4m_c^2/s$: Tılsım–antıtılsım çifti üretimi için gerekli en küçük gluon momentum payıdır.
- $\hat{\sigma}$ ve $\Delta\hat{\sigma}$: Parton düzeyindeki polarizasyondan bağımsız tesir kesiti ile helisiteye bağlı tesir kesiti farkıdır.

Hesaplama girdileri

- $g(x, \mu^2)$: CT18 NLO
- $\Delta g(x, \mu^2)$: NNPDFpol2.0 NLO
- $m_c = 1.27 \text{ GeV}$
- $\mu^2 = 4m_c^2$
- $K_\sigma = \frac{\sigma^{\text{NLO}}}{\sigma^{\text{LO}}} \simeq 1.4$
- $K_{\Delta\sigma} = \frac{\Delta\sigma^{\text{NLO}}}{\Delta\sigma^{\text{LO}}} \simeq 1.2$

Açık Tılsım Tesir Kesiti ve Spin Asimetrisi



Her renkli yıldız, ilgili FCC-ee çalışma modunda seçilen Compton sınırı boyunca CAIN foton spektrumuyla ağırlıklandırılmış sonucu gösterir. Yatay eksendeki değer, bu enerji bölgesini temsil eden ortalama foton enerjisidir.

- Foton enerjisi arttıkça açık tılsım fotoüretim tesir kesiti 269.4 nb'den 1147.4 nb'ye yükselir.
- Buna karşılık spin asimetrisi $\langle A_{LL} \rangle$, 0.059'dan 0.023'e düşer.
- Bu nedenle Z modu en büyük spin asimetrisini, $t\bar{t}$ modu ise en büyük açık tılsım tesir kesitini verir. Büyük tesir kesiti tek başına daha yüksek spin duyarlılığı anlamına gelmez.
- Sağ paneldeki gri bölge, NNPDFpol2.0 dağılımından kaynaklanan 1σ belirsizlik aralığını; dikey hata çubukları ise öngörülen toplam A_{LL} belirsizliğini gösterir.

Spin Asimetrisinin Ölçülmesi ve Belirsizlikler

Lazerin dairesel polarizasyonu Pockels hücresiyle atım bazında ters çevrilir. Her atımın helisite durumu kaydedilerek seçilen olaylar ilgili foton–proton spin düzenine atanır.

$$A_{LL}^{\text{exp}} = \frac{N^{\rightarrow} - N^{\leftarrow}}{N^{\rightarrow} + N^{\leftarrow}}$$

LL , boyuna–boyuna (longitudinal–longitudinal) anlamına gelir: İlk L γ demetinin helisitesini, ikinci L hedef protonlarının demet doğrultusundaki polarizasyonunu gösterir.

İstatistiksel belirsizlik

$$\delta A_{LL}^{\text{stat}} = \frac{1}{P_{\gamma} P_t f_d \sqrt{N_{\text{event}}}}$$

$$P_{\gamma} = 0.90, \quad P_t = 0.85, \quad f_d = 0.176$$

Sistemik belirsizlik

$$\delta A_{LL}^{\text{syst}} = \sqrt{(A_{LL} \sigma_{\text{mult}})^2 + \sigma_{\text{add}}^2}$$

$$\sigma_{\text{mult}} \simeq 3.7\%, \quad \sigma_{\text{add}} = 3 \times 10^{-3}$$

σ_{mult} : Foton ve hedef polarizasyonları ile seyreltme faktöründeki belirsizliklerden kaynaklanan birleşik oransal sistemik belirsizliktir.

σ_{add} : arka plan çıkarımından kaynaklanan mutlak sistemik belirsizliktir.

Yıllık Açık Tılsım Olay Sayıları ve Belirsizlikler

Her çalışma modundaki yıllık açık tılsım olay sayısı aşağıdaki bağıntı ile hesaplanır:

$$N_{\text{event}} = \Phi_{\gamma}^{\text{eff}} \sigma N_{N/\text{cm}^2} \varepsilon_{\text{geom}}$$
$$N_{N/\text{cm}^2} = 2.6 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}, \quad \varepsilon_{\text{geom}} = 0.85$$

PDF belirsizliği, A_{LL} değerinin 100 NNPDFpol2.0 kopyası kullanılarak hesaplanan standart sapmasıdır. Toplam belirsizlik

$$\delta A_{LL} = \sqrt{(\delta A_{LL}^{\text{exp}})^2 + (\delta A_{LL}^{\text{PDF}})^2}$$

FCC-ee modu	$N_{\text{event}}/\text{yıl}$	$\delta A_{LL}^{\text{exp}}$	$\delta A_{LL}^{\text{PDF}}$	δA_{LL}
Z	8.1×10^8	3.7×10^{-3}	8.9×10^{-3}	9.7×10^{-3}
WW	7.1×10^9	3.4×10^{-3}	6.4×10^{-3}	7.2×10^{-3}
ZH	1.2×10^9	3.2×10^{-3}	6.2×10^{-3}	7.0×10^{-3}
$t\bar{t}$	3.1×10^8	3.2×10^{-3}	6.7×10^{-3}	7.4×10^{-3}

Yıllık olay sayılarının yüksek olması nedeniyle

$$\delta A_{LL}^{\text{stat}} \sim (0.9-4) \times 10^{-4}$$

düzeyinde kalır. Bu nedenle **dört çalışma modunda da deneysel belirsizliği istatistiksel değil, sistematik etkiler sınırlar.**

A_{LL} 'den $\Delta g/g$ 'ye Geçiş

Foton–gluon füzyonunda ölçülen spin asimetrisi, parton düzeyindeki spin asimetrisi $\langle \hat{a}_{LL} \rangle$ kullanılarak protondaki polarize gluon oranına dönüştürülür:

$$\frac{\Delta g}{g}(\langle x \rangle) = \frac{\langle A_{LL} \rangle}{\langle \hat{a}_{LL} \rangle}, \quad \delta\left(\frac{\Delta g}{g}\right) = \frac{\delta\langle A_{LL} \rangle}{|\langle \hat{a}_{LL} \rangle|}$$

$\langle x \rangle$, gluonun proton momentumundan taşıdığı payın seçilen Compton sınırı boyunca hesaplanan ağırlıklı ortalamasıdır.

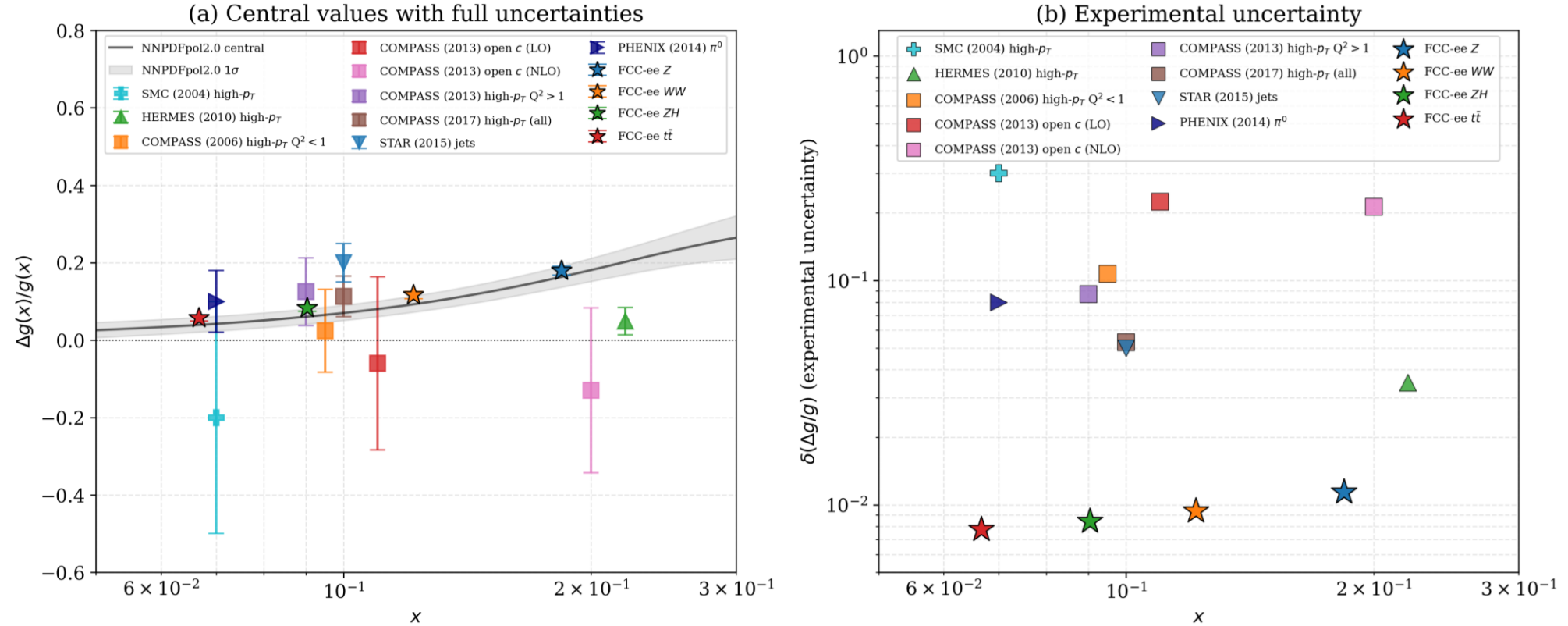
$\langle \hat{a}_{LL} \rangle$, CAIN foton spektrumu ve foton–gluon füzyonu tesir kesitiyle ağırlıklandırılmış parton düzeyindeki spin asimetrisidir.

FCC-ee modu	$\langle x \rangle$	$\langle \hat{a}_{LL} \rangle$	$\Delta g/g$	$\delta(\Delta g/g)_{\text{exp}}$	$\delta(\Delta g/g)_{\text{toplam}}$
Z	0.184	0.328	0.180	0.011	0.030
WW	0.122	0.361	0.117	0.009	0.020
ZH	0.090	0.383	0.083	0.008	0.018
$t\bar{t}$	0.067	0.406	0.058	0.008	0.018

Tablodaki değerler ölçüm sonucu değil, NNPDFpol2.0 kullanılarak elde edilen FCC-ee öngörüleridir. Dört çalışma modu, $0.067 \leq \langle x \rangle \leq 0.184$ aralığında dört farklı gluon momentum payını inceler. Foton enerjisi arttıkça erişilen $\langle x \rangle$ azalır.

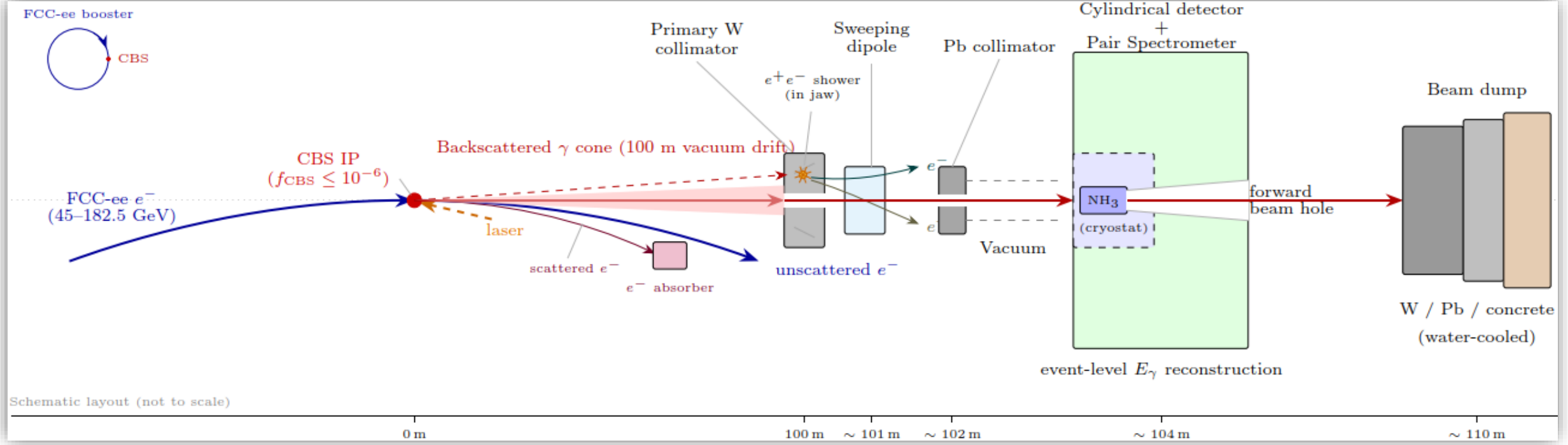
DeneySEL belirsizlikler 0.008–0.011, PDF belirsizliği eklendiğindeki toplam belirsizlikler ise 0.018–0.030 aralığındadır.

FCC-ee için $\Delta g(x)/g(x)$ Öngörülleri



- FCC-ee öngörülleri $0.067 \leq \langle x \rangle \leq 0.184$ aralığını kapsar ve NNPDFpol2.0 belirsizlik bölgesi içinde yer alır.
- FCC-ee'nin toplam belirsizlikleri, en hassas mevcut doğrudan HERMES sonucunun toplam belirsizliğinden yaklaşık 4–7 kat; aynı partonik süreci kullanan COMPASS açık tılsım sonucundan yaklaşık 7–12 kat küçüktür.

FCC-ee CBS Deney Düzenneđi



Üretim ve taşıma: CBS’de enerji kaybeden elektronlar, enerji öteleyici halkanın ilk dipol mıknatısında ayrılarak yerel bir soğurucuya yönlendirilir. γ demeti ise 100 m uzunluğundaki vakum hattında ilerler.

Demet temizleme: Tungsten kolimatör demetin geometrik sınırını belirler. Kolimatörde oluşan yüklü sağanak bileşenleri saptırıcı dipolle demet ekseninden uzaklaştırılır; sağanakta kalan düşük enerjili foton bileşeni ise kurşun kolimatörde soğurulur.

Ölçüm bölgesi: Çift spektrometresi foton demetinin enerji ölçeğini ve akısını izler. Polarize γ demeti, silindirik dedektör içindeki polarize NH_3 hedefe gönderilir ve açık tılsım olayları kaydedilir.

Demet soğurucu: Hedefte etkileşmeyen fotonlar, dedektördeki ileri demet deliğinden geçerek suyla soğutulan tungsten, kurşun ve beton katmanlı demet soğurucuda (beam dump) soğurulur.

- FCC-ee enerji öteleyici halkasının dört çalışma modunda, çarpıştırıcı ışınlığı etkilenmeden en yüksek enerjileri 37.07 – 148.37 GeV arasında değişen polarize γ demetleri üretilebilir.
- Seçilen Compton sınırı bölgesinde, spektrum üzerinden ağırlıklandırılmış dairesel polarizasyon büyüklüğü yaklaşık 0.90, yıllık etkin foton akısı ise $1.25 \times 10^{14} - 5.97 \times 10^{15} \text{ yıl}^{-1}$ aralığındadır.
- Polarize NH_3 hedefte yılda $3.1 \times 10^8 - 7.1 \times 10^9$ açık tılsım olayı beklenmektedir. Yüksek olay sayıları nedeniyle ölçüm istatistiksel değil, sistematik belirsizliklerle sınırlıdır.
- Dört çalışma modu için $0.067 \leq \langle x \rangle \leq 0.184$ aralığında $\Delta g/g$ toplam belirsizliğinin 0.018 – 0.030 olması öngörülmektedir.
Öngörülen bu belirsizlikler, HERMES sonucundaki toplam belirsizlikten yaklaşık 4-7 kat, COMPASS açık tılsım sonucundakinden ise yaklaşık 7–12 kat küçüktür.

Öngörülen duyarlılığa ulaşılması durumunda bu düzenek, orta- x bölgesinde $\Delta g(x)$ için mevcut doğrudan ölçümlerden daha güçlü kısıtlamalar sağlayacaktır. Böylece gluonların proton spinindeki payının daha hassas biçimde belirlenmesine olanak sağlayacaktır.

Probing Nucleon Spin Structure with a Polarized Gamma Beam from Compton Backscattering at FCC-ee

A. C. Canbay ^{1,*} S. Sultansoy ² and F. Zimmermann ³

¹*Ankara University, Ankara, Türkiye*

²*TOBB University of Economics and Technology, Ankara, Türkiye*

³*European Organization for Nuclear Research (CERN), Geneva, Switzerland*

(Dated: July 24, 2026)

We present a kinematic and optical design of a high-energy polarized gamma-ray facility based on Compton backscattering of lasers against the FCC-ee electron beams in its Z , WW , ZH and $t\bar{t}$ modes. The conversion point is located in the FCC-ee full-energy booster, allowing parasitic CBS operation without dedicated interaction-point optics. Saturating the safe value of the kinematic parameter $\kappa = 4.35$ in each mode fixes the laser wavelength and yields backscattered photons up to $\omega_{\max} = 148$ GeV. The conversion point operates on the booster cycle structure in two modes: fully parasitically on the 0.1 s extraction flat-tops of the top-up ramps ($f_{\text{CBS}} = 10^{-8}$ per bunch crossing, cumulative electron loss 3×10^{-6} per cycle), and, as the baseline, in dedicated extended-flat-top fills inside the idle windows between top-up cycles ($f_{\text{CBS}} = 10^{-6}$, beam loss below 1% per cycle, no impact on the collider luminosity); the corresponding operational laser pulse energies are in the sub-millijoule to few-millijoule range. Polarized photon selection is performed event-by-event via a pair spectrometer that reconstructs E_γ on the high-energy Compton edge; for the unpolarized booster beam the Compton polarization transfer limits the achievable band-averaged circular polarization, and the selection is set to $|\langle S_2 \rangle| = 0.90$. We project the resulting sensitivity to the polarized gluon distribution $\Delta g(x)$ through open-charm photoproduction $\gamma p \rightarrow c\bar{c}X$ on an NH_3 dynamic-nuclear-polarization target, including next-to-leading-order QCD corrections via K -factors and propagating polarized-PDF uncertainties through the 100 Monte Carlo replicas of NNPDFpol2.0. The projected total precision on $\Delta g(x)/g(x)$ is $\delta(\Delta g/g)_{\text{tot}} \simeq 1.8\text{--}3.0 \times 10^{-2}$, a factor of $\sim 4\text{--}7$ smaller than the total uncertainty of the most precise existing direct world measurement (HERMES, dominated by Monte-Carlo model uncertainties), with four distinct values of $\langle x \rangle$ in the medium- x region $0.07 \leq x \leq 0.19$. The proposed facility would set the dominant constraint on the polarized gluon distribution in the medium- x region, complementary to the low- x reach of the Electron-Ion Collider.

[arxiv: 2606.04805](https://arxiv.org/abs/2606.04805)

Dinlediğiniz için teşekkür ederim!

Ali Can Canbay
Ankara Üniversitesi Fizik Bölümü
acanbay@ankara.edu.tr