Ядерная фотоника: результаты и перспективы

В.Г. Недорезов (ИЯИ РАН) А.Б. Савельев-Трофимов (МГУ) **С.Г. Рыкованов (Сколтех)**



Что такое Ядерная Фотоника?

- → Ядерная фотоника (ЯФ) новая, междисциплинарная область физики, описывающая методы получения ярких пучков гамма-квантов и их взаимодействие с веществом
- → ЯФ связана с бурным развитием лазерной технологии (Нобелевская премия 2018)
- → В значительной степени, обсуждаются пучки гамма квантов полученные при обратном Комптоновском рассеянии мощных лазерных импульсов на электронных пучках
- → ЯФ объединяет специалистов из лазерной физики, ядерной физики, физики ускорителей, физики релятивистской плазмы, прикладной физики и др.



Тенденция 1: создание компактных источников гамма-излучения и частиц

- → Новый метод ускорения в лазерно-плазменных кильватерных волнах позволяет получать пучки электронов до 10 ГэВ при длине ускорения 10 см (первые эксперименты – начало 21 века)
- Экспериментально продемонстрирована принципиальная возможность замены основных элементов ускорительной техники (фокусирующие элементы, beam dump) на сантиметровые плазменные элементы
- Взаимодействие мощных петаваттных лазерных импульсов с плазмой само по себе является источником (широкополосного) гамма излучения, заряженных частиц и нейтронов
- → Все это позволяет говорить о возможности создания очень компактных (комнатных) и дешевых источников узко- и широкополосного рентгеновского и гамма излучения



Artificial pre pulse



4

- Controlled energy deposition plasma plume velocity control
- Controlled timing plasma plume extent control
- Different wavelengths feasibility of optical diagnostics

Laser pulse parameters (Ti:Sapphire, 40TW): $\tau_p=45 \pm 5 fs; \lambda=800 nm;$ 10 Hz; up to 50 mJ; $M^2=1.4$ $I_{max}> 5*10^{18} W/cm^2$; contrast 10⁸.

Laser pulse parameters (Nd:YAG): $\tau_p=6 \text{ ns}; \lambda=532 \text{ (1064) nm};$ (locked with Ti:Sa, accuracy ~ 1ns); $E_p=70 \text{ (230) mJ}; I \sim 10^{12} \text{ W/cm}^2.$



Beam of electrons



Plasma Physics & Controlled Fusion, 61 (2019) 075016





Physics of Atomic Nuclei, 2017 80 397

6

Тенденция 2: размещение мощных лазерных систем в ускорительных центрах

- → Ведущие ускорительные центры размещают петаваттные лазеры рядом с ускорителями (DESY, SLAC, SIOM, FAIR и др)
- → Уникальные эксперименты: xFEL (>0.1 nm) + e⁻ beam (17.5 GeV) + laser (1 PW) + strong magnetic field (60 T)
 - → DESY: нелинейный гамма-гамма коллайдер (подготовка)
 - DESY: двулучепреломление вакуума в сильном лазерном поле (подготовка)
- → Становятся возможными яркие источники гамма-квантов на обратном Комптоновском рассеянии (Mega-ray LLNL и др.)
- → Проект ELI-NP в Румынии: 2х10 петаваттных лазера, линейный ускоритель электронов (720 МэВ), гамма-пучки (<19.2 МэВ)</p>
- → ROKK-1М (ИЯФ), интересные результаты по наблюдению интерференции в Комптоновском спектре



Monterey, California • October 16-21, 2016

Purpose

Discussion of all aspects of photon-based, nuclear science, applications & related technologies, Le. Nuclear Photonics

Important Dates

On-line Registration Opens May 2, 2016

Deadline for Abstract Submission August 12, 2016

Deadline for Early Registration August 26, 2016

Deadline for Hotel Reservations September 21, 2016

Venue

Monterey Plaza Hotel & Spa www.montereyplazahotel.com

Topics

- Compton gamma-ray sources and related accelerator technologies
- Ultrahigh intensity lasers and related optical technologies
- Precision photo-nuclear spectroscopy
- NRF-based, isotope-specific materials detection, assay and imaging
- Production and photo-excitation of isomers
- Photo-fission and nuclear transmutation
- Ultrarelativistic laser-matter interactions and QED effects
- Production and characterization of rare isotopes
- Photon-enabled nuclear cosmology
- Advances in gamma-ray monochromators, optics and detectors
- Photon-based beams of positrons, neutrons, electrons, protons etc.
- Potential industrial, security, energy and medical applications

Conference Chairs

Dr. Christopher Barty, Lawrence Livermore National Laboratory, USA Dr. Ryoichi Hajima, National Institutes for Quantum and Radiological Science and Technology, Japan Prof. Norbert Pietralla, Technische Universität Darmstadt, Germany

Program Chairs

Prof. Calvin Howell, Iriangle Universities Nuclear Laboratory, USA Prof. Markus Roth, Technische Universitiet Darmstadt, Germany



Inverse Compton Scattering is a source of X- and gamma-rays

Collision of an intense laser pulse with an ultra-relativistic (γ >>1) electron beam



S.G. Rykovanov, et al, JPHYSB 47, 234013 (2014)

- Doppler upshift of laser frequency $\omega_X = 4\gamma^2 \omega_L$
- Tunable source
- Extremely short bursts of hard radiation
- Quasi-monochromatic
- Applications: medicine, nuclear physics, materials
- Nuclear Resonant Fluorescence : nuclear spectroscopy

Main quality: Spectral brightness = y-ray yield per bandwidth



Helmholtz-Institut lena

Inverse Compton Scattering (ICS, linear case)



Мировые установки Обратного Комптоновского Рассеяния

- → 1964 Moscow (Lebedev FIAN) first experimental evidence
- → 1976 Frascati (LADONE ADONE) photonuclear physics
- → 1984 Novosibirsk Budker INP (ROKK 1,2 VEPP 3,4) nuclear fission
- → 1988 Brookhaven BNL (LEGS NSLS) meson photoproduction
- → 1995 Grenoble (GRAAL ESRF) meson photoproduction
- → 1998 Osaka (LEPS Spring-8) meson photoproduction
- → 2000 Duke (HIgS) low energy nuclear excitations
- → New developments: FEMTOSECOND LASER-DRIVEN GAMMA SOURCES and nonlinear Compton scattering



Новосибирск. ВЭПП-3,4 + Ar лазер

Вдохновители - организаторы: А.М. Балдин (академик, председатель научного совета РАН по электромагнитным взаимодействиям).

М.А. Марков (академик-секретарь РАН),

Теория обратного Комптон эффекта: Ф.Р.Арутюнян, В.А.Туманян. ЖЭТФ 44 (1963) 6, 2100.

Основные результаты:

обнаружен нелинейный квантово – электродинамический эффект – несоблюдение принципа зарядовой инвариантности в полных сечениях фотопоглощения ядер – актинидов (отклонение на 20% от универсальной кривой) Этот эффект позднее был подтвержден в лаборатории Джефферсона (США).



1991 год : РОКК-1,2. Соавторы:

от ИЯФ СО РАН:

Г.Я Кезерашвили, В.В.Муратов, С.Ю.Мишнев, Г.М.Тумайкин, А.А.Казаков, Г.Я.Протопопов, А.Н.Скринский, Ю.М.Шатунов, А.М.Милов

от ИЯИ РАН:

В.Г.Недорезов, Л.Е.Лазарева, В.А.Запевалов, В.Л.Кузнецов, А.С.Судов, Д.И.Иванов, А.С.Ильинов, А.А.Туринге.

Duke University (HIgS facility)

Уникальная установка основанная на обратном эффекте Комптона, работает как Центр Коллективного Пользования с ~2000 года

0.18–1.2 GeV e-



HIGS flux performance table for high-flux, quasi-CW operation, DFELL/TUNL, November, 2017 (Version 2.4).

HIGS Flux Performance Projection		Total Flux [g/s] CW Operation Two-Bunch ^(*)	Collimated Flux $(\Delta E_{\gamma} / E_{\gamma} = 5\%)$ FWHM) ^{(#), (@)}	FEL λ [nm]	Comment Linear Pol. with OK-4 Circular Pol with OK-5
No-loss Mode: $E_{\gamma} < \sim 16 \text{ MeV}$					
$E_{\gamma} = 1 - 2 \text{ MeV}$	(E _e = 237 – 336 MeV)	$1 \ge 10^8 - 4 \ge 10^8$	$6 \ge 10^6 - 2.4 \ge 10^7$	1064	Linear and Circular ^{(a), (b)}
E_{γ} = 2 – 2.9 MeV	(E _e = 336 – 405 MeV)	$4 \ge 10^8 - 1 \ge 10^9$	$2.4 \ge 10^7 - 6 \ge 10^7$	1064	Linear and Circular ^{(a), (b)}
$E_{\gamma} = 2 - 3 \text{ MeV}$	(E _e = 288 – 353 MeV)	$2 \ge 10^8 - 6 \ge 10^8$	$1.2 \ x \ 10^7 - 3.6 \ x \ 10^7$	780	Linear and Circular ^{(a), (b)}
$E_{\gamma} = 3 - 5.4 \text{ MeV}$	(E _e = 353 – 474 MeV)	$6 \ge 10^8 - 2 \ge 10^9$	$3.6 \ge 10^7 - 1.2 \ge 10^8$	780	Linear ^{(a), (b)}
$E_{\gamma} = 3 - 6.3 \text{ MeV}$	(E _e = 353 – 512 MeV)	6 x 10 ⁸ - 3 x 10 ⁹	$3.6 \ge 10^7 - 1.8 \ge 10^8$	780	Circular ^{(a), (b)}

Яркость комптоновских гамма-источников



HIgS (1-85 МэВ): 10⁶-10⁸ ph/s @ 5% BW 10⁴-10⁶ ph/s @ <1% BW rep-rate 5 МГц ELI-NP & Mega-ray (1-25 МэВ): 10⁶-10⁸ ph/s @ 0.5% BW rep-rate 100 Гц

Typical schematics of the ICS source





Novel laser-plasma technology allows to decrease the size



Example of the source design for ²³⁵U NRF studies

Requirements for the source relevant for NRF¹:

- bandwidth ~ 2% (K=0.02)
- 10⁷ photons/shot
- 1.7 MeV (for ²³⁵U) (E~270 MeV)
- we know what are the limitations for the electron beam
- we know that approximately 2% of all photons lie in the 2% bandwidth

Assuming 1 um e-beam spot size, 16 pC (10⁸ electrons)

We need to generate a total of at least **5 10⁸ photons** so that 2% of that is on the order **10⁷**

Optimum:

Energy: 40J Intensity: 5x10¹⁶ W/cm² Spotsize (FWHM): ~40 um Duration (FWHM): ~50 ps

a0=0.1 0.5% FWHM energy spread 0.24 FWHM mrad divergence



Helmholtz-Institut lena

1. B. Quiter, et al, NIM B, 269, 1130 (2011)

Waveguide interaction can decrease the scattering laser size

Typical ICS photon energy-angular spectrum





S.G. Rykovanov, et al, JPHYSB 47, 234013 (2014)

Helmholtz-Institut Jena

Яркость комптоновских гамма-источников



HIgS (1-85 МэВ): 10⁶-10⁸ ph/s @ 5% BW 10⁴-10⁶ ph/s @ <1% BW rep-rate 5 МГц **ELI-NP & Mega-ray (1-25 МэВ):** 10⁶-10⁸ ph/s @ 0.5% BW rep-rate 100 Гц

Plasma Accelerator: 10⁸-10⁹ ph/s @ 2-5% BW rep-rate 10-100 Гц

LBNL, эксперименты в активной стадии

Нелинейный Комптон-эффект увеличивает выход фотонов на несколько порядков

- Все работающие монохроматические источники комптоновских гамма-квантов работают в режиме линейного Комптона (один фотон рассеивается на одном электроне)
- → Используются «слабые» лазерные импульсы с а₀<=0.01
- → Нелинейный эффект Комптона (a₀ ~ 1) (теоретически) позволяет на несколько порядков увеличить выход фотонов
- → Далее рассмотрим нелинейный эффект Комптона и способы увеличения выхода фотонов независимо от ускорительной системы





no restriction on a_0 electron is "dressed" by the laser pulse

Non-Linear:

 $\hbar\omega_L + \varepsilon_e = \hbar\omega_X + \varepsilon'_e$

 $n\hbar\omega_L + \tilde{\varepsilon}_e = \hbar\omega_X + \tilde{\varepsilon}'_e$

Energy-momentum conservation

Energy-momentum conservation + angular momentum conservation

• Generation of harmonics (same as in magnetic undulator)





no restriction on a_0 electron is "dressed" by the laser pulse

$$\hbar\omega_L + \varepsilon_e = \hbar\omega_X + \varepsilon'_e$$

Energy-momentum conservation

• Generation of harmonics (same as in magnetic undulator)

Non-Linear: $n\hbar\omega_L + \tilde{\varepsilon}_e = \hbar\omega_X + \tilde{\varepsilon}'_e$

• Harmonics can carry well-defined Orbital Angular Momentum (OAM)





Total photon yield in natural bandwidth:

no restriction on a_0 electron is "dressed" by the laser pulse

$$\hbar\omega_{X} = \frac{4\gamma^{2}\hbar\omega_{L}}{1+\gamma^{2}\theta^{2}+a_{0}^{2}}$$

$$N_{X} = N_{e}\pi\alpha \frac{a_{0}^{2}}{1 + a_{0}^{2}}$$





no restriction on a_0 electron is "dressed" by the laser pulse

$$\hbar\omega_{X} = \frac{4\gamma^{2}\hbar\omega_{L}}{1+\gamma^{2}\theta^{2}+a^{2}(t)}$$

Total photon yield in natural bandwidth:

$$N_{X} = N_{e}\pi\alpha \frac{a_{0}^{2}}{1 + a_{0}^{2}}$$





- Laser pulses ramp on and off smoothly --> time-dependent laser pressure
- Lorentz gamma factor becomes a function of time γ(t)
- Generated frequency:

$$\omega_X(t) = 4\gamma^2(t)\omega_L$$



MPIPKS (atto07)

Nonlinear CS: pulse shape leads to broadening

$$\hbar\omega_{X} = \frac{4\gamma^{2}\hbar\omega_{L}}{1+\gamma^{2}\theta^{2}+a_{0}^{2}}$$





Чирпирование лазерных импульсов для компенсации уширения и увеличения выхода фотонов на 3-4 порядка

1. Нелинейное чирпирование

Лазерный импульс без чирпа, энергия фотона равна Нелинейный чирп, энергия фотона равна

$$\omega(\eta) = \frac{4\gamma^2 \omega_L}{1 + a^2(\eta)} \qquad \qquad \omega(\eta) = \frac{4\gamma^2 \omega_L(\eta)}{1 + a^2(\eta)} = \frac{4\gamma^2 \omega_0 \left(1 + a^2(\eta)\right)}{1 + a^2(\eta)}$$

S.G. Rykovanov, et al, PRAB 19, 030701 (2016)

2. Комбинация двух линейно-чирпированных импульсов



Seipt, Kharin, Rykovanov, Phys. Rev. Lett. 122, 204802 (2019) Kharin, Seipt, Rykovanov, Phys. Rev. Lett., 120, 044802 (2018)



Гамма-гребенка с изменяемой энергией



Гамма-гребенка с изменяемой энергией



Яркость комптоновских гамма-источников

HIgS (1-85 МэВ): 10⁶-10⁸ ph/s @ 5% BW 10⁴-10⁶ ph/s @ <1% BW rep-rate 5 МГц

ELI-NP & Mega-ray (1-25 МэВ): 10⁶-10⁸ ph/s @ 0.5% BW (linear Compton) 10¹⁰-10¹² ph/s @ 0.5-2% BW (theory and sims, nonlinear Compton) rep-rate 100 Гц

Plasma Accelerator:

10⁸-10⁹ ph/s @ 2-5% BW (linear Compton) 10¹²-10¹³ ph/s @ 2-5% BW (theory and sims, nonlinear Compton) rep-rate 10-100 Гц

Заключение

- Ядерная фотоника перспективная новая междисциплинарная область физики
- Ядерная фотоника описывает методы получения ярких монохроматических гамма-источников и их взаимодействие с веществом
- В мире построено и строится несколько ярких источников на обратном Комптоне (США, Европа, Китай, Япония, Корея и др). Миллиарды долларов инвестиций.
- Источники на линейном Комптоне позволяют получать порядка 10⁸ фотонов в секунду при 1-5% ширине с энергиями от 1 до ~100 МэВ
- Источники на плазменном ускорителе компактны и сравниваются по яркости с HlgS facility + обладают фемтосекундной длительностью (10 фс)
- Нелинейный эффект Комптона позволяет увеличить выход фотонов до ~10¹² фотонов в секунду при тех же параметрах фотонного пучка
- Можно получать поляризованные и/или закрученные фотонные пучки
- Дискуссия: Какие новые применения? Нужны ли такие источники в России?



Case 4. Strong electromagnetic wave + QED effects

Based on the Volkov solutions of the Dirac equation $a_0 >> 1$

$$\chi = \frac{e\hbar}{m^3 c^4} \sqrt{-F^{\mu\nu} p_{\nu}} \approx \frac{2\gamma E_{L,0}}{E_{\rm Schwinger}} \qquad I_{\rm Schwinger} \approx 10^{29} {\rm W/cm^2}$$

Emission rates depend are local (correlation between emissions is lost) Electron can emit gamma-photons

Gamma-photons can generate electron-positron pairs

$$\bigvee \bigvee \bigvee \rightarrow$$



Helmholtz-Institut lena

Case 4. Strong electromagnetic wave + QED effects



Case 4. Strong electromagnetic wave + QED effects

- hard to solve analytically (not a single particle anymore)
- numerical simulations possible (Monte-Carlo approach)
- back to plasma (e- e+ plasma)
- How can one take into account loss of photons from the laser pulse (depletion)???
- Lost correlation between events (for example, no Compton (wiggler) harmonics, no interference effects in the spectrum)

Bottom line:

we don't know how to solve the simplest scenario: 1 electron in the plane wave



Helmholtz-Institut Jena

Bottom line 2:

we don't know how to solve even simpler scenario: plane wave in vacuum



Helmholtz-Institut Jena






 $a_0 = 0.1$





Angular spectrum

Helmholtz-Institut Jena

Case 1.	Weak	electromag	netic wave
---------	------	------------	------------

- analytically solvable in Classical Electrodynamics
- analytically solvable in Quantum Electrodynamics
- numerically solvable for focused laser pulses in both cases





















$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -e\vec{E} - e\frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B}$$

$$E_x = E_0 \cos\left(\omega_L t - k_L z\right)$$

$$u_x = -a_0 \sin(\omega_L t - k_L z)$$

$$u_z = \frac{1}{2}u_x^2 = \frac{a_0^2}{2}\sin^2(\omega_L t - k_l z)$$





Case 2. Strong electromagnetic wave

- analytically solvable in Classical Electrodynamics
- analytically solvable in Quantum Electrodynamics (single photon emission only)

- numerically solvable for focused laser pulses in Classical Electrodynamics
- ??? numerical solution for focused laser pulses in QED ???
- ??? multi-photon emission in QED ???

Case 3. Strong electromagnetic wave + radiation reaction

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -e\vec{E} - e\frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} + \vec{F}_{RR}$$

$$\epsilon_{rad} = \frac{4\pi r_e}{3\lambda_L} 2\gamma$$

$$r_e \approx 2.8 \cdot 10^{-13} \mathrm{cm}$$

Classical electron radius

 $a_0 > \epsilon_{rad}^{-1/3}$





 $a_0 >> 1$

Helmholtz-Institut Jena

Case 3. Strong electromagnetic wave + radiation reaction

- analytically solvable in Classical Electrodynamics
- what is radiation reaction in QED?
- numerically solvable for focused laser pulses in Classical Electrodynamics
- limited to classical electrodynamics

Case 4. Strong electromagnetic wave + QED effects

Based on the Volkov solutions of the Dirac equation $a_0 >> 1$

$$\chi = \frac{e\hbar}{m^3 c^4} \sqrt{-F^{\mu\nu} p_{\nu}} \approx \frac{2\gamma E_{L,0}}{E_{\rm Schwinger}} \qquad I_{\rm Schwinger} \approx 10^{29} {\rm W/cm^2}$$

Emission rates depend are local (correlation between emissions is lost) Electron can emit gamma-photons

Gamma-photons can generate electron-positron pairs

$$\bigvee \bigvee \bigvee \rightarrow$$



Helmholtz-Institut lena

Case 4. Strong electromagnetic wave + QED effects



Case 4. Strong electromagnetic wave + QED effects

- hard to solve analytically (not a single particle anymore)
- numerical simulations possible (Monte-Carlo approach)
- back to plasma (e- e+ plasma)
- How can one take into account loss of photons from the laser pulse (depletion)???
- Lost correlation between events (for example, no Compton (wiggler) harmonics, no interference effects in the spectrum)

Bottom line:

we don't know how to solve the simplest scenario: 1 electron in the plane wave



Helmholtz-Institut Jena

Bottom line 2:

we don't know how to solve even simpler scenario: plane wave in vacuum



Helmholtz-Institut Jena

Quest for more intense laser pulses

Intensity = Energy / Unit Surface / Unit time

Sun Intensity on Earth surface ~ 0.1 W cm⁻²



NextGen2018, Skoltech, Oct. 2018

Picture credit: CUOS, University of Michigan

Chirped Pulse Amplification (Nobel Prize 2018)

Donna Strickland and Gerard Mourou, 1985



NextGen2018, Skoltech, Oct. 2018

Picture credit: CUOS, University of Michigan



What can one do with powerful lasers?

- Extremely intense small light bullets
- So intense, they can ionize materials and create plasma





What can one do with powerful lasers?

- Extremely intense small light bullets
- So intense, they can ionize materials and create plasma







Relativistic Laser Plasma – new and extremely promising area of physics





Laser plasma leads to revolution in particle accelerators





<u>Conventional technology:</u>

smaller details = bigger machines

• Large Hadron Collider: 27 km, candidate for Higgs boson. Limit of accelerating gradients. More energy = increase in size. Cost? Size?



Laser plasma leads to revolution in particle accelerators





<u>Conventional technology:</u>

smaller details = bigger machines

- Large Hadron Collider: 27 km, candidate for Higgs boson. Limit of accelerating gradients. More energy = increase in size. Cost? Size?
- <u>Relativistic Laser Plasma:</u> 1 GeV in just 10 cm using powerful lasers interacting with plasma







Electrons surfing on a plasma wave

Laser Plasma Acceleration = Surfing on a plasma wave











NextGen2018, Skoltech, Oct. 2018

Wakefield

Simulations by S. Kuschel





NextGen2018, Skoltech, Oct. 2018

Laser Plasma Accelerators are the next accelerator technology

- → Almost all large accelerator labs invest into plasma accelerators as the technology of the future (DESY, LBNL, SLAC, CERN, etc)
- → Monoenergetic electron beams with good beam quality (transverse emittance)
- → Usage as synchrotron and radiation sources for materials, nuclear physics, medicine





РНЦ КИ. «Сибирь-2»+ Ar лазер 1991 год станция «ГАММА»

От РНЦ КИ: С.Т.Беляев, Д.Ф.Зарецкий, Н.С.Дудина, А.А.Смаков, Д.И.Фирсов. От ИЯИ РАН: В.Г.Недорезов, Г.М.Гуревич, А.С.Судов, Д.И.Иванов, А.А.Туринге, Д.А.Карапетьянц.





Основные результаты:

«Фотоделение ядер-актинидов в области нуклонных резонансов первый фотоядерный эксперимент на накопителе электронов «Сибирь-2» - ЯФ 5 (2004) 3

В 1992 году работы в РНЦ КИ были остановлены и перенесены в Гренобль на ESRF.

Гренобль «ESRF»+ Ar лазер 1991 - установка GRAAL A.Ajaka, A. Angelo, V.Bellini, C.Schaerf, e.a., 24 соавтора



Основные результаты:

спиновая структура и оптическая анизотропия нуклона,

асимметрия сечений фоторождения мезонов на нуклонах.

- Монография: В.Г.Недорезов. Фотоядерные реакции в области нуклонных резонансов. М.,Наука образования, 2014.
- Обзор: В.Г.Недорезов, А.А.Туринге, Ю.М.Шатунов, Фотоядерные эксперименты на пучках гаммаквантов, получаемых методом обратного комптоновского рассеяния, УФН 174, 4 (2004) 353 18/10

Nuclear Photonics 2018:

- "This exciting field of study is being enabled by the development of ultrabright, tunable gamma-ray sources based on laser-Compton scattering and by the establishment of international, laser user facilities with systems capable of reaching highly-relativistic intensities and of enabling photonuclear interactions".
- "The investment worldwide in technology and facilities of relevance to nuclear photonics now exceeds several billion US dollars."

Dr. Chris Barty, Lawrence Livermore National Laboratory, USA Dr. Ryoichi Hajima, National Institutes for Quantum and Radiological Science and Technology, Japan Prof. Norbert Pietralla, Technische Universität Darmstadt

Main quality: Spectral brightness = y-ray yield per bandwidth

Bandwidth must be small

B/w depends on:

- Electron beam emittance
- Electron beam energy spread
- Laser pulse bandwidth
- Laser pulse shape and intensity (a₀ dependence)

$$\frac{\Delta\omega_X}{\omega_X} \approx \sqrt{\frac{\gamma^4 \sigma_\theta^4}{16} + \frac{4\sigma_\gamma^2}{\gamma^2} + \frac{1}{N_u^2} + \frac{a_0^2}{1 + a_0^2}}$$

As many photons as possible

Total yield depends:

- Geometry
- Total number of e⁻ and laser photons
- Density of the bunches (a₀ for laser pulse)



Helmholtz-Institut lena

Total generated photon yield is limited by diffraction



Total yield:

$$N_{\gamma} = \sigma_T N_e N_{ph} \cdot geometry$$

GEMEINSCHAFT

Helmholtz-Institut Jena

Proper nonlinear chirping







Proper nonlinear chirping





If laser frequency is constant, the generated frequency is given by:

$$\omega(\eta) = \frac{4\gamma^2 \omega_L}{1 + a^2(\eta)}$$



Proper nonlinear chirping





If laser frequency is constant, the generated frequency is given by: Why don't we chirp the pulse to exactly compensate the ponderomotive broadening:

$$\omega(\eta) = \frac{4\gamma^2 \omega_L}{1 + a^2(\eta)} \qquad \qquad \omega(\eta) = \frac{4\gamma^2 \omega_L(\eta)}{1 + a^2(\eta)} = \frac{4\gamma^2 \omega_0 \left(1 + a^2(\eta)\right)}{1 + a^2(\eta)}$$





$$\omega(\eta) = \frac{4\gamma^2 \omega_L(\eta)}{1 + a^2(\eta)} = \frac{4\gamma^2 \omega_0 \left(1 + a^2(\eta)\right)}{1 + a^2(\eta)}$$

But how do we generate such a pulse with nonlinear chirping: Frequency has to change nonlinearly on the femtosecond scale Currently not feasible.





- Why don't we try to use common technology "linear" chirp?
- We approximately add **linearly chirped laser pulse** to mimic the nonlinear profile
- But the profile should also have a "downslope" part frequency has to go back down





- Why don't we try to use common technology "linear" chirp?
- We approximately add **linearly chirped laser pulse** to mimic the nonlinear profile
- But the profile should also have a "downslope" part frequency has to go back down
- We just add a **second laser pulse oppositely chirped**



Two oppositely chirped laser pulses



Skolkovo Institute of Science and Technology
Two oppositely chirped laser pulses



РИА Новости 13 июня в 12:30

Российские физики выяснили, как создать мощнейшие рентгеновские лазеры статья



NewInform 13 июня в 19:46

В России разработали новую методику создания рентгеновского лазера



Вечерняя Москва 13 июня в 23:55

Физики нашли способ создать мощнейшие рентгеновские лазеры



Научная Россия 10 июля в 09:00

Физики из Сколтеха и их зарубежные коллеги выяснили, как повысить мощность рентгеновских лазеров статья

Seipt, Kharin, Rykovanov, Phys. Rev. Lett. 122, 204802 (2019)





















Lienard-Wiechert potentials for spectrum calculations



$$\beta_e(t) = \beta_0 g(t) e^{-i\omega_L t}$$

Integrals of the following type:

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} \propto \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \beta_0 g(t) e^{i\omega(t - \vec{n}\vec{r_e}(t)) - i\omega_L t} dt \right|^2$$

Or:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(t)e^{i\Phi(t)}dt \quad \Longrightarrow \quad \Phi'(t_s) = 0 \quad \Longrightarrow \quad \text{stationary phases}$$

$$\Phi(t) = \Phi(t_s) - \Phi'(t_s)(t - t_s) - \frac{1}{2}\Phi''(t_s)(t - t_s)^2 + \dots \quad \swarrow \text{Helming of the states}$$













V.Yu. Kharin, D. Seipt, S.G. Rykovanov, Phys. Rev. Lett., 120, 044802 (2018)





FIG. 1. The ray surfaces [stationary phase condition (4)] (a),

Generation of harmonics

- Linear (a0<<1) Compton scattering is a source of narrow bandwidth gamma-rays
- One can significantly increase photon yield by increasing a₀ for rectangular pulses
- Temporally shaped laser pulses lead to ponderomotive broadening in the spectrum
- Linear polarization leads to harmonics on axis, circular no harmonics on axis (backscatter)
- Nonlinear chirping can compensate broadening, but hard to do experimentally
- Linear chirping is easy to do, but the referee wanted more





Polarization gating technique





Helmholtz-Institut Jena

Polarization gating technique in surface harmonics



PG technique in Compton Scattering

- Circular no harmonics (at beginning and the end of the pulse)
- Linear harmonics (near the middle of the pulse depending on the delay)
- Polarization gating harmonics are only generated near the middle of two pulses where the polarization is linear instantaneous intensity



PG technique in Compton Scattering generates nice comb



PG technique in Compton Scattering generates nice comb



Angular distribution: Hairy Pacmac in e-frame



Angular distribution: comb also seen in boosted frame



Helmholtz-Institut Jena

Acceleration in the plasma channel at 5x10¹⁹ W/cm²

40 TW, 50 fs, 8 µm focal spot

