

Nuclear reactions and gamma-radiation from a laser plasma

Atsushi Tamii

*Research Center for Nuclear Physics (RCNP)
Osaka University, Japan*

Physics on the Tongue
June 14, 2019, RCNP

Contents

I. Motivations

II. Dynamics of a laser plasma

III. Nuclear reactions in a laser plasma

IV. Gamma flux and spectrum from a laser plasma

I. Motivations

Motivations

Collaboration between

- **QST** (Quantum and Radiological Science and Technology), Kyoto

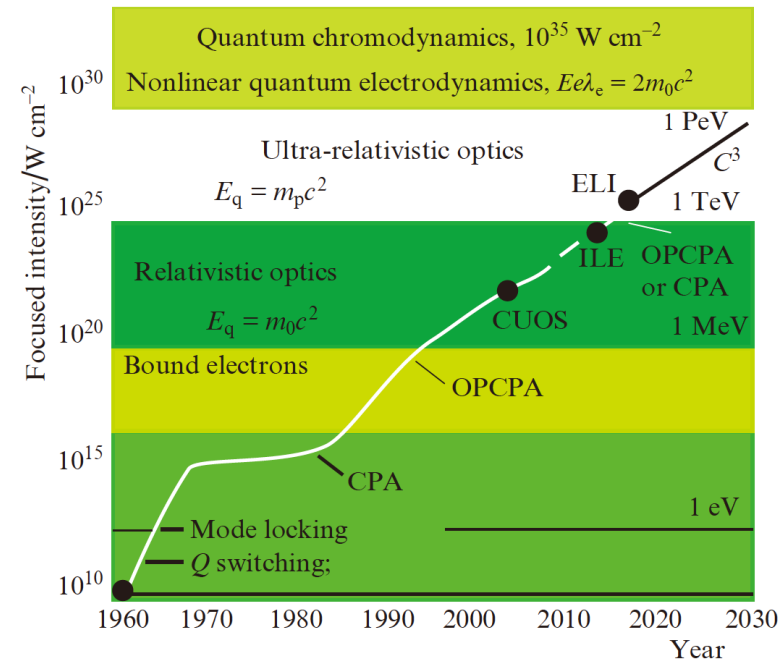
and

- **RCNP** (Research Center for Nuclear Physics), Osaka

for future project on the **study of nuclear physics by using high-intensity laser beams**.

The highest laser power is increasing by technical developments.

The laser power is approaching to the region on nuclear reactions.



Motivations

QST (National Institute for Quantum and Radiological Science and Technology), Kyoto

Mission: acceleration of ions by a laser plasma

- requiring diagnostics to study the dynamics of the laser plasma
- seeking possibility of applying their system for nuclear physics research.



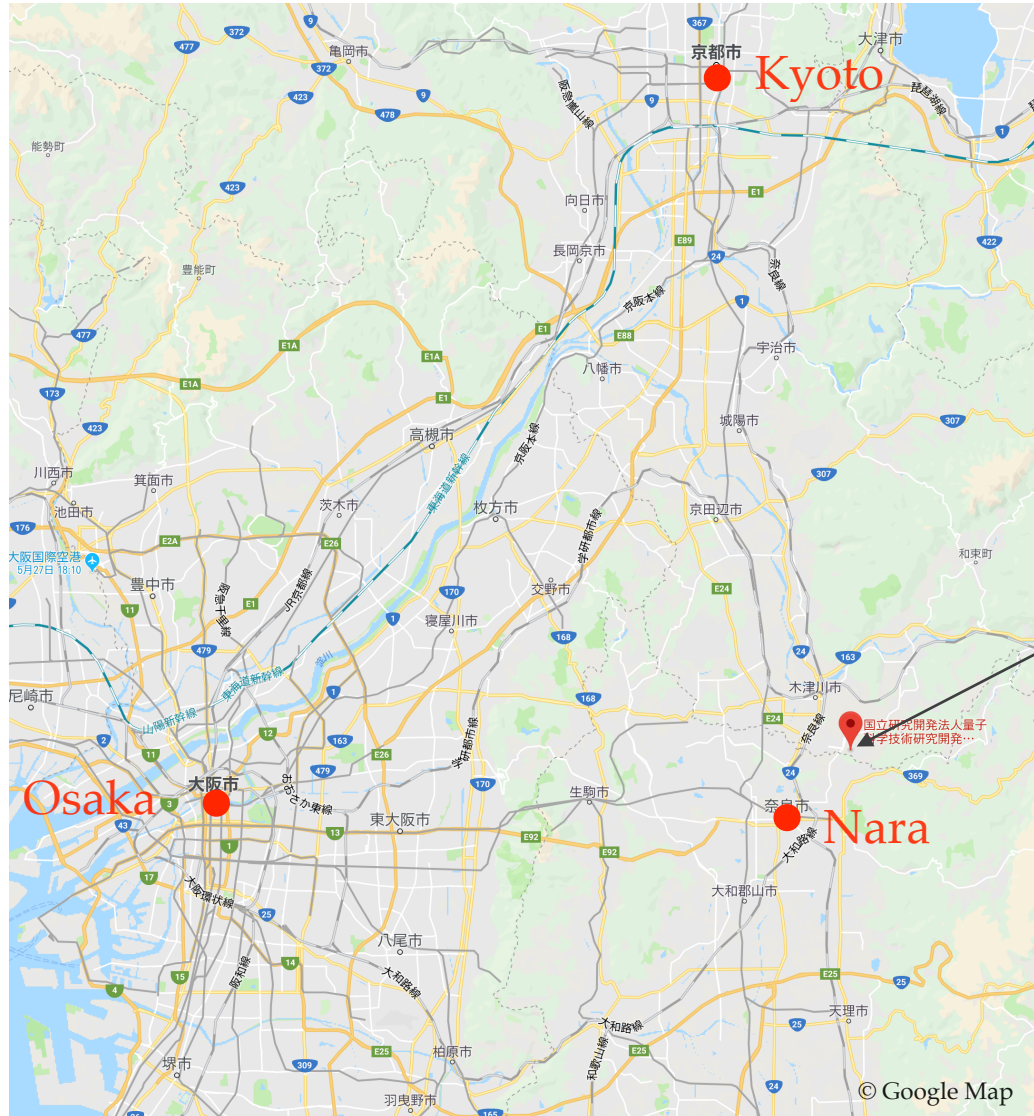
Collaboration

RCNP (Research Center for Nuclear Physics), Osaka

- application of a high-power laser for nuclear physics research
- nuclear reactions in a laser plasma

量子科学技術研究開発機構(QST) 関西光科学研究所

Quantum and Radiological Science and Technology



~1 hour by car
from RCNP

QST

QST Laser System (J-KAREN-P)



J-KAREN-P

One of the world highest-intensity laser systems

$10^{21} - 10^{22} \text{ W/cm}^2$

10J / 30 fs

0.1 Hz

$2\mu\text{m}\phi$

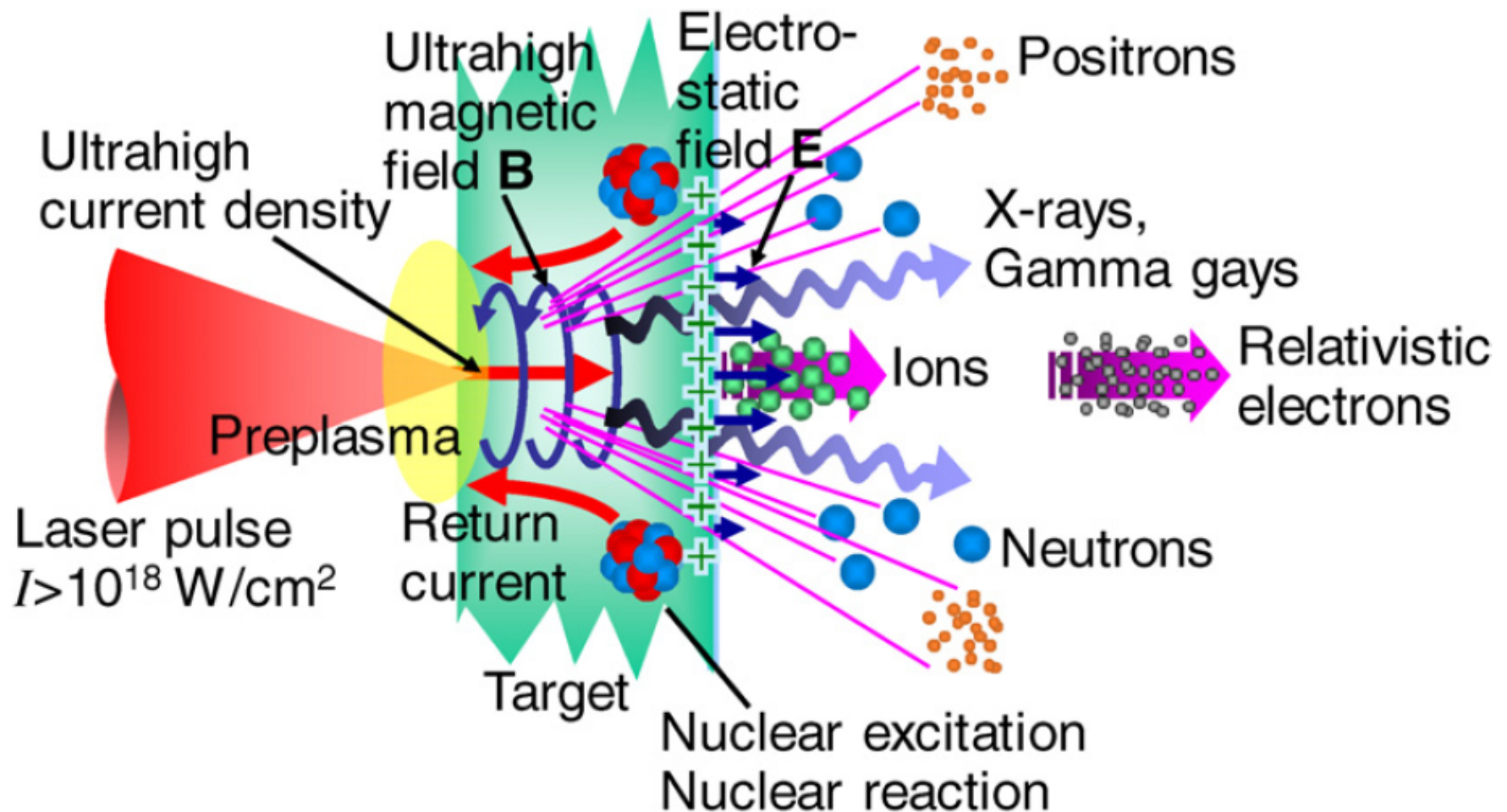


ILE, Osaka Univ. (Gekko-XII)

higher power	250-1000 J
longer duration	0.1 ns – 4 ns
lower repetition	3-4 / day
two lasers	

II. Dynamics of a laser plasma

Laser Plasma Dynamics



at the plasma surface

$$B \sim 10^5 \text{ T}$$

$$E \sim 10^{13} \text{ V/m}$$

Laser Pulse: Generation and Structure

H. Daido et al., Rep. Prog. Phys. 75, 056401 (2012)

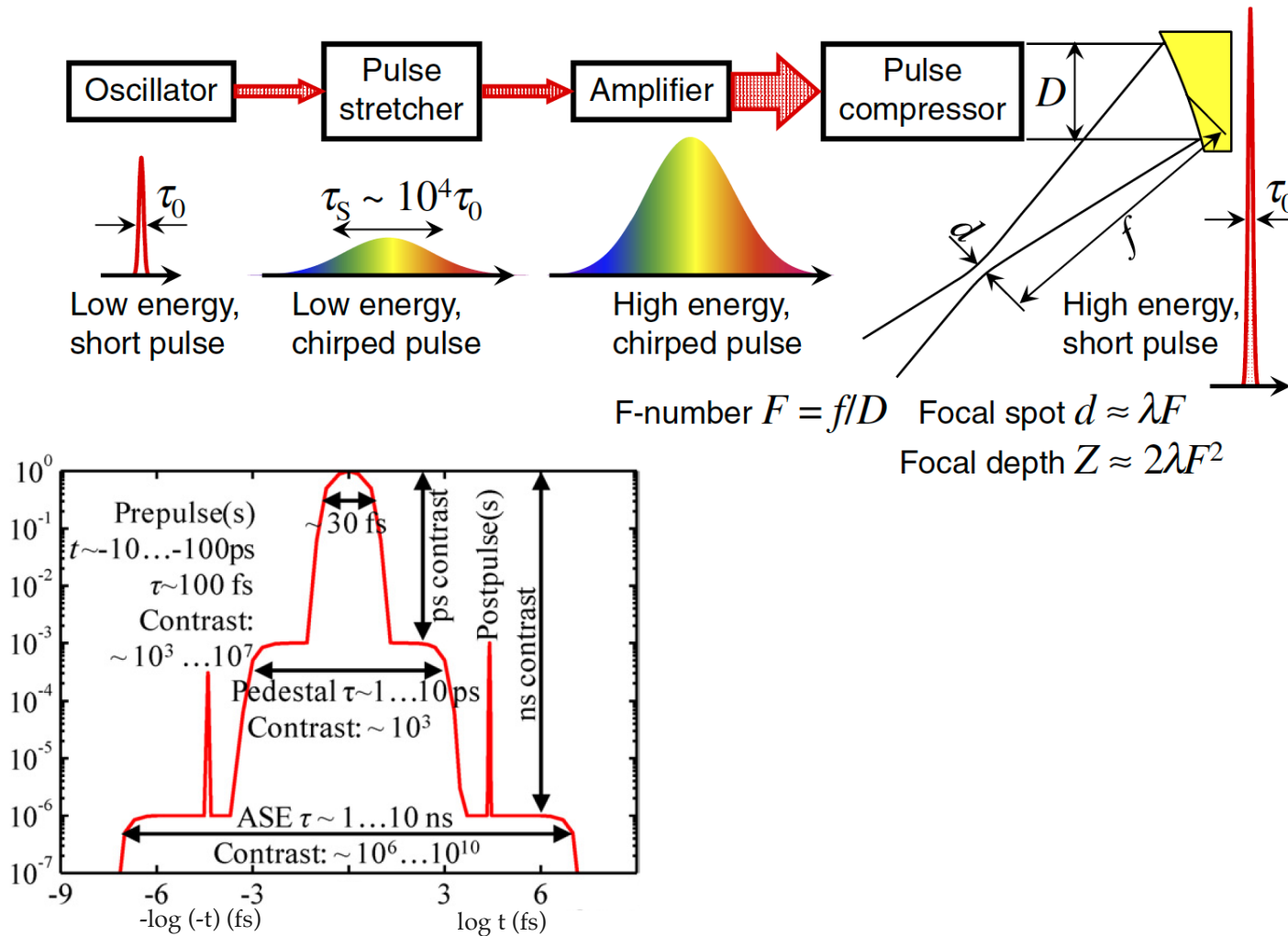


Figure 26. Typical temporal structure of an intense ultra-short laser pulse with several kinds of preceding light: leakage from the regenerative amplifier (if it is used), ASE, picosecond pedestal and prepulses. The main pulse duration (30 fs) corresponds to a typical minimum duration of Ti:sapphire lasers; other laser types have different main pulse durations.

Laser Plasma Dynamics

H. Daido et al., Rep. Prog. Phys. 75, 056401 (2012)

A plasma is created on the front surface due to heating and breakdown by a relatively long **preceding light**.

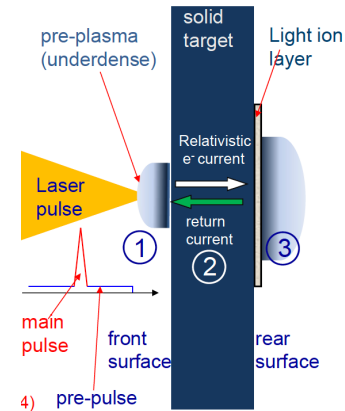
Later by the main pulse

$a_0 \gg 1$ (for electrons)

Dimensionless laser amplitude

$$a_0 \equiv \frac{eE_0}{m_e c \omega} = \sqrt{\frac{I_0}{I_1}} \quad I_1 = 1.37 \times 10^{18} (\mu\text{m}/\lambda_0) \text{ Wcm}^{-2}$$

(I_1 value for linear polarization)



Ion Acceleration in Plasmas by
Ashutosh Sharma Zoltán Tibai

A significant number of plasma electrons is accelerated up to the relativistic velocity during a few cycles of the laser electric field.

Electrons are accelerated towards the laser propagation direction and be ejected from the rear side.

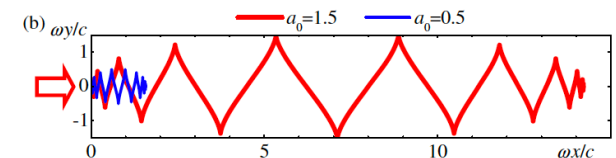
→ *relativistic plasma* (Bulanov'92,94, Mourou'06)

Electron motion is governed by both magnetic and electric fields by Lorentz force.

High electron current leads to quasi-static magnetic field generation

$$a_i \equiv \frac{eE_0}{m_i c \omega} \ll 1 \quad (\text{for ions})$$

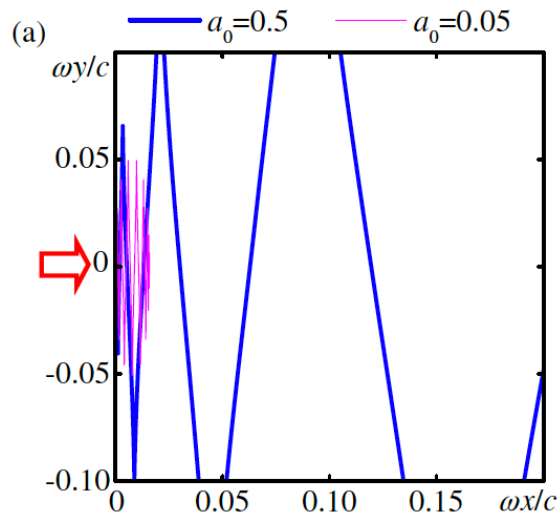
up to $< 5 \times 10^{24} \text{ Wcm}^{-2}$



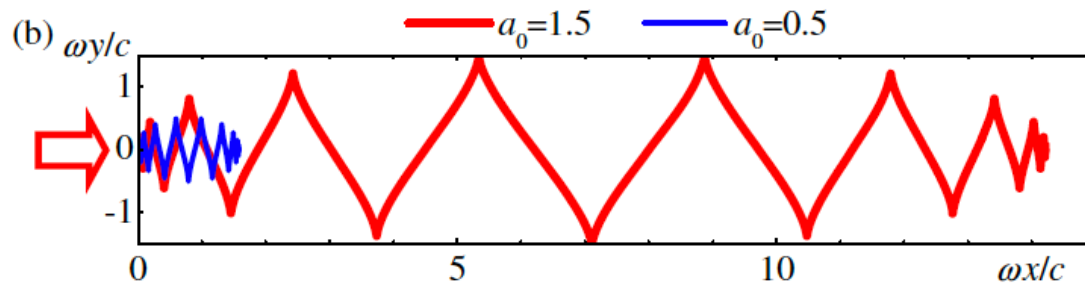
Laser Plasma Dynamics

H. Daido et al., Rep. Prog. Phys. 75, 056401 (2012)

Electron motion in laser field



$$\frac{c}{\omega} = \frac{\lambda_0}{2\pi_0} \sim 130 \text{ nm}$$



quivering motion
ponderomotive force/potential

Laser Plasma Dynamics

H. Daido et al., Rep. Prog. Phys. 75, 056401 (2012)

Light absorption

For low-intensity preceding light

absorption is most efficient at the surface where the electron density (n_e) equal to the critical density (n_{cr})

$$n_{cr} = \frac{m_e \omega_0^2}{4\pi e^2} \sim 1.1 \times 10^{21} \left(\frac{\mu\text{m}}{\lambda_0} \right)^2 \text{ cm}^{-3} \quad \omega_0 \Leftrightarrow \omega_p: \text{ plasma frequency}$$

dominated by inverse Bremsstrahlung and resonance absorption.

(plasmon resonance absorption)

Main laser pulse

resonant absorption

Plasmon excitation at the plasma surface
(at relatively large plasma gradient length)

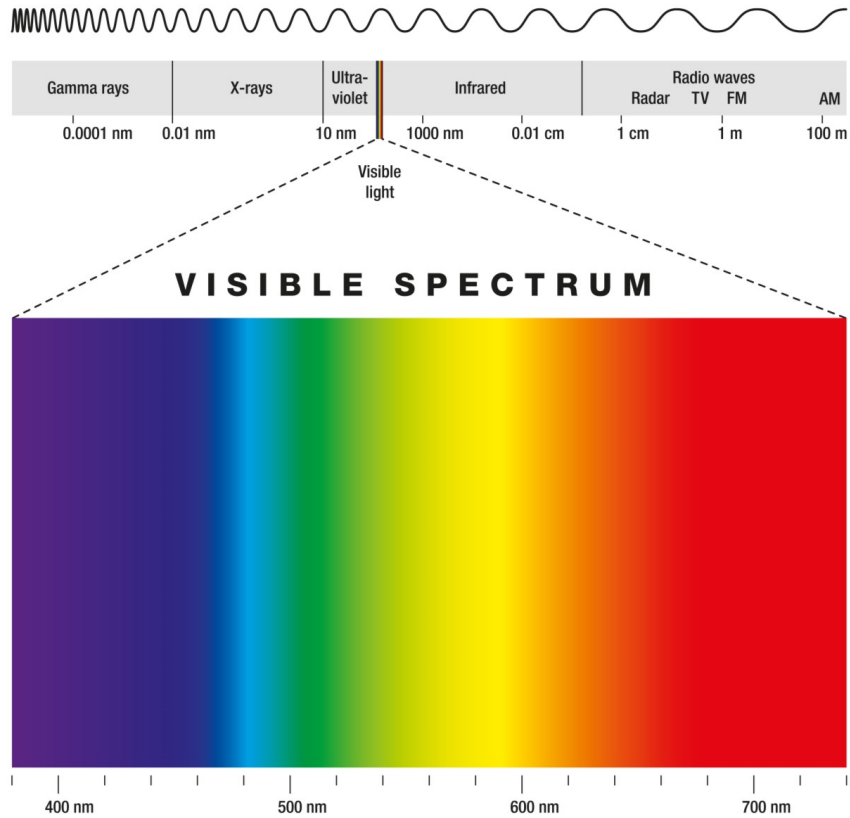
vacuum heating (Brunel absorption)

Removal of electrons from plasma and back with energy (at very sharp plasma gradient length).

$\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ heating

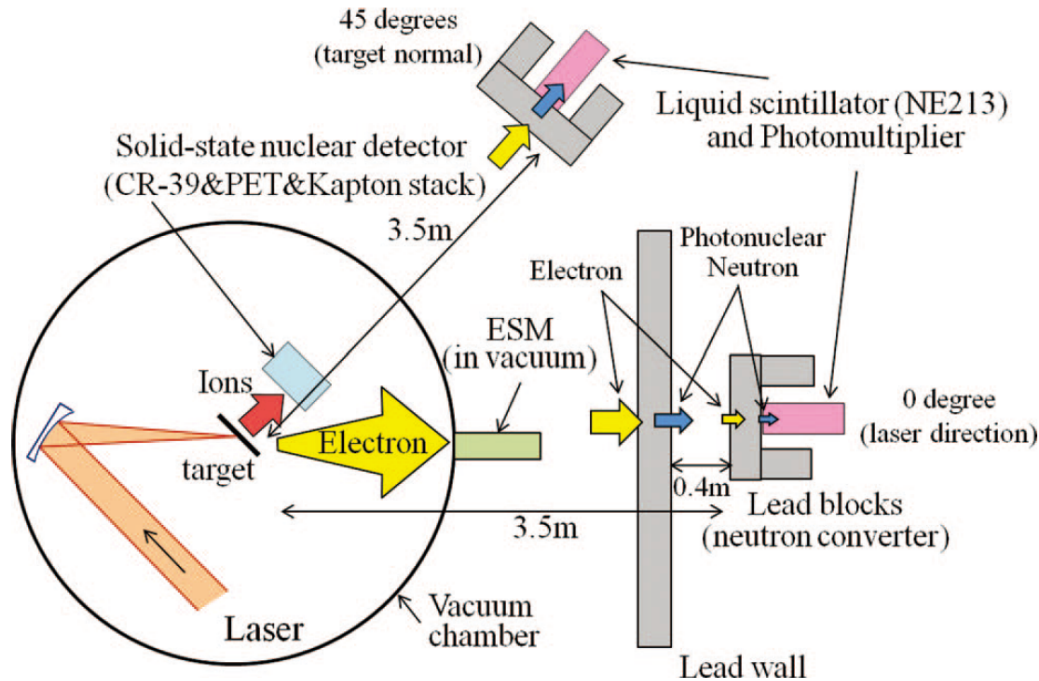
interaction between the oscillating electric current by quivering motion and the magnetic field

Wave length of light

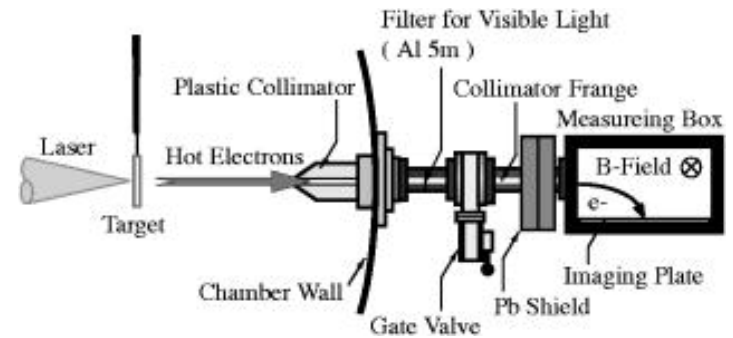


Ti:Al₂O₃ ~ 800nm

Electron Spectrum

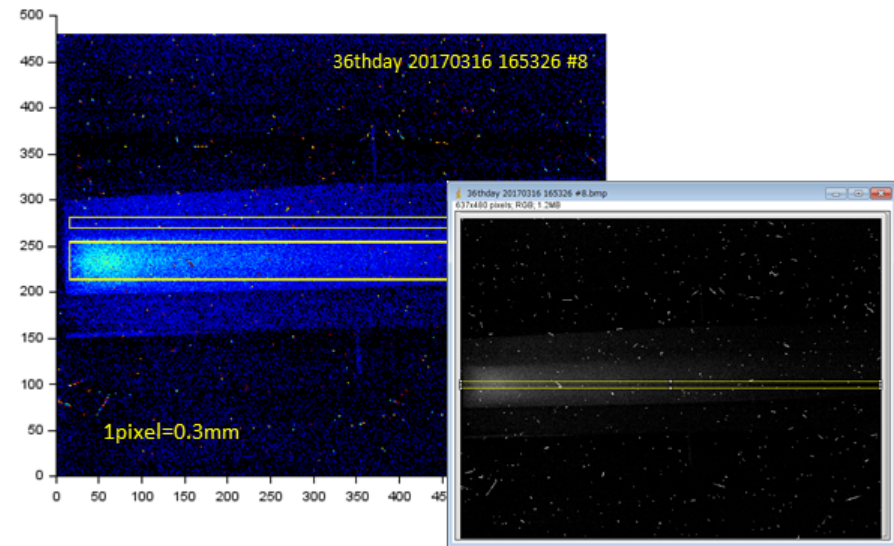
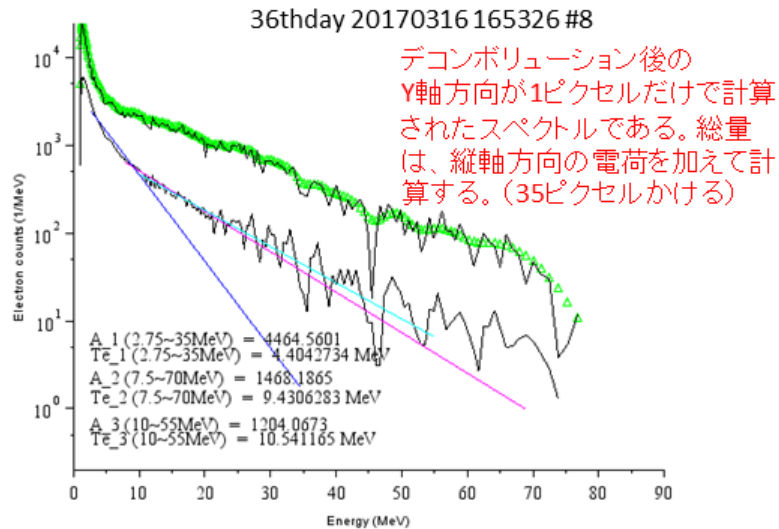


H. Sakaki et al., Rev. Sci. Instrum. **85**, 02A705 (2014)
for the study of photo-neutrons



Electron Spectrometer (ESM)
the principle

Electron Spectrum

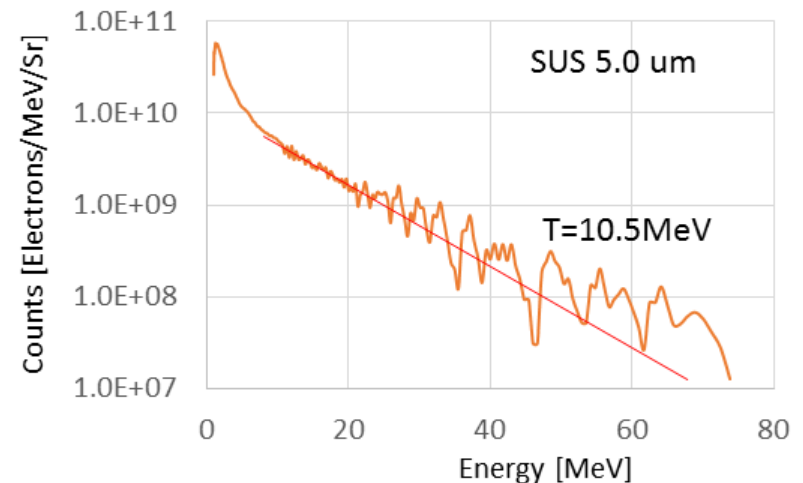


個/ADC/pixel= 1.53×10^2

- ・磁石ピンホールの立体角($3.5 \times 10^{-5} \text{ Sr}$)、
- ・ND-2が入ってる、
- ・デコンボリューションした結果(ADC値)を縦軸方向に積分し、トータル電荷を求める。(縦方向35)

上記のグラフの5000(12bit)の値は16で割って8bitにして、
 $((D2/16) \cdot 1.5 \times 10^2) \cdot 35 \cdot 2 / (3.5 \times 10^{-5}) = 9.38 \times 10^{10}$
 距離とレンズの補正($/(1.27 \times 1.3)$)を行って、
 $= 5.68 \times 10^{10}$ となる。

LASSO推定の結果に 1.14×10^7 をかけて、1Srあたりの電子個数に直す。



Laser Plasma Dynamics

H. Daido et al., Rep. Prog. Phys. 75, 056401 (2012)

Protons on the surface are accelerated by the slowly varying plasma fields,
followed by heavier ions. (surface contamination)

Ion Acceleration

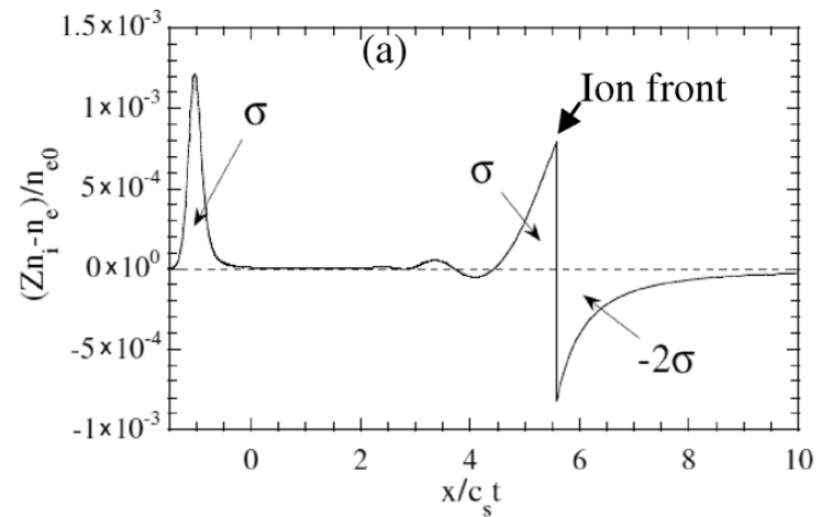
A strong electric charge-separation field is produced behind the target by the electrons
accelerated off the target.

plasma expansion into vacuum

Several models exist.

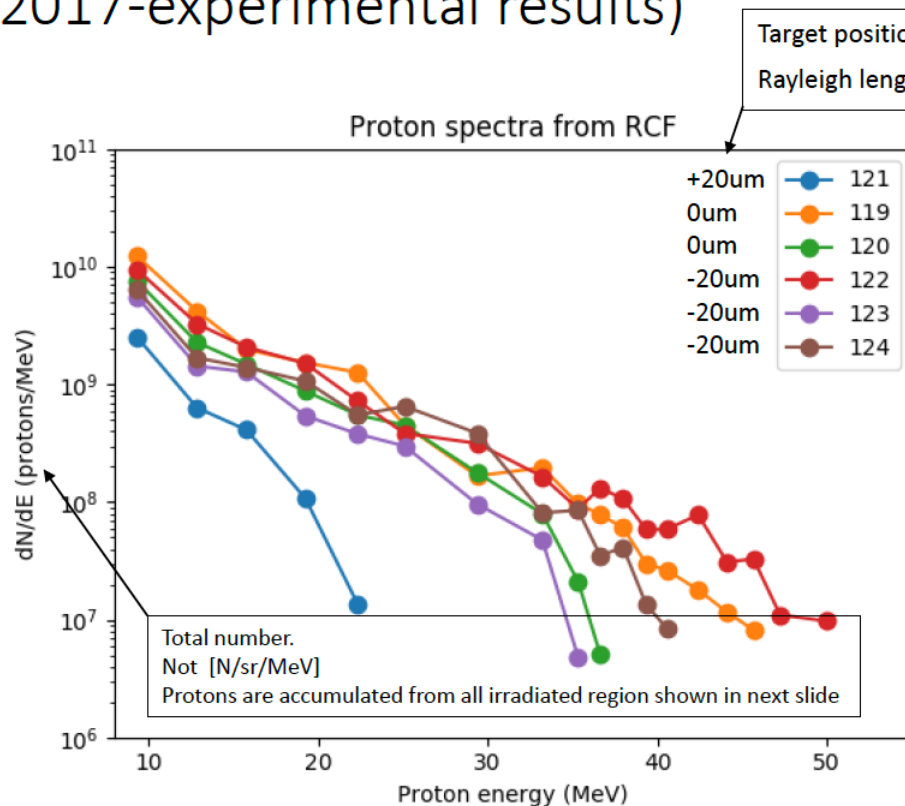
Target Normal Sheath Acceleration (TNSA) mode is most often used.

Plasma expansion with neutral charge inside and
sheath at the boundary (as usual).

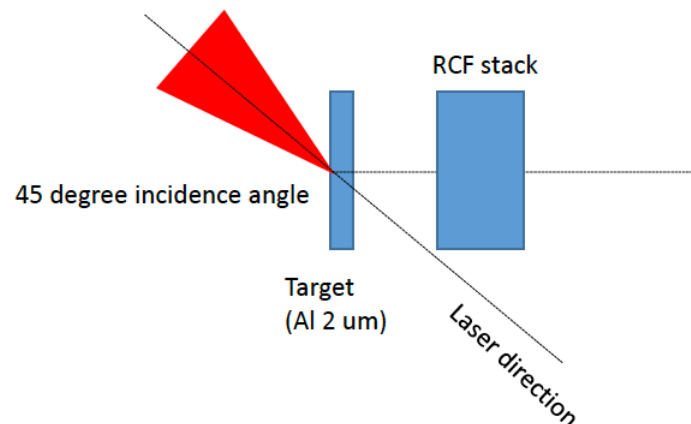


Proton Spectrum

Proton spectra Al 2um target (2017-experimental results)



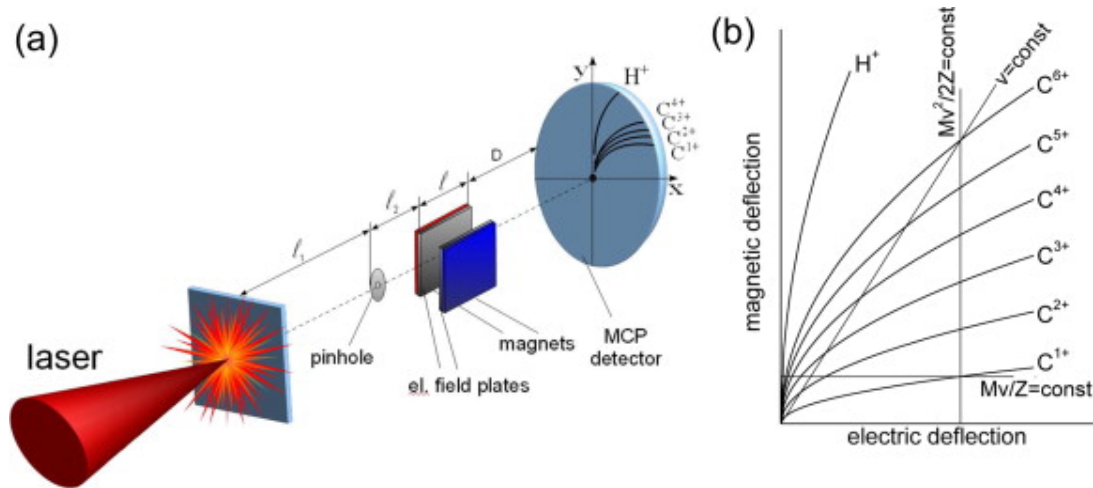
Proton spectra are accumulated from the RCF stack detector placed 7cm away from the target at target normal direction.



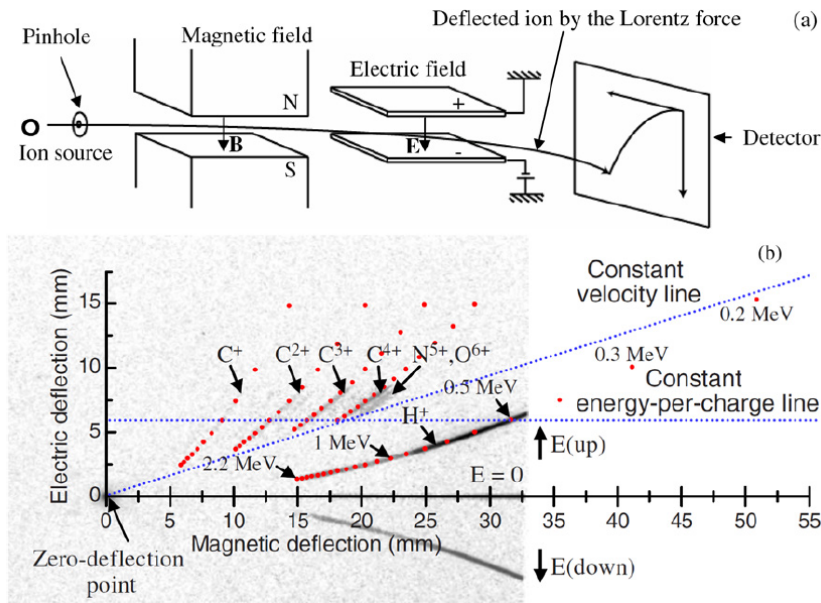
Measured at QST (M. Nishiuchi et al.,)

Ion Spectrum

Thomson Parabola Spectrometer



P.R. Bolton et al., Physica Medica 30, 255 (2014)



H. Daido et al., Rep. Prog. Phys. 75, 056401 (2012)

Laser Plasma Dynamics

H. Daido et al., Rep. Prog. Phys. 75, 056401 (2012)

Relativistic electrons ionize atoms in the target

→ X-Rays

Relativistic electrons interact with the Coulomb field of nuclei

→ γ -Rays by Bremsstrahlung

Nuclear reactions may take place in plasma by
photons, electron, protons and heavier ions.

Laser Plasma Dynamics

H. Daido et al., Rep. Prog. Phys. 75, 056401 (2012)

Simulation of ion acceleration

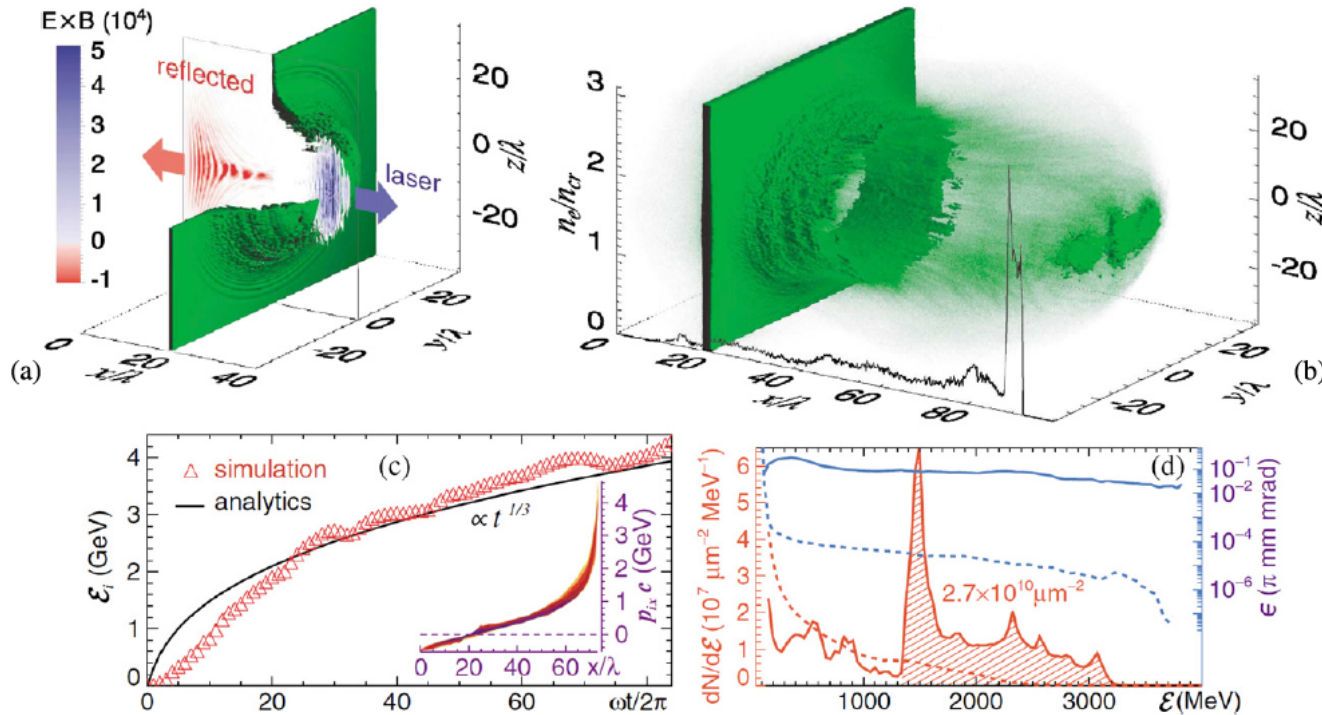


Figure 13. Ion acceleration in the radiation pressure dominant (laser piston) regime, 3D PIC simulations. The laser pulse is linearly polarized, $a_0 = 316$ ($I_0 = 1.37 \times 10^{23} \text{ W cm}^{-2} (\mu\text{m}/\lambda)^2$), $c\tau_{\text{FWHM}} = 8\lambda$ with a sharp front starting from $a_0 = 100$, $r_{\text{FWHM}} = 12.5\lambda$, the laser pulse energy is $E_0 = 10 \text{ kJ } (\lambda/\mu\text{m})$, the incidence is normal, the ions have $Z = 1$ and $m_i = m_p$ (i.e. protons). The target has thickness $l = \lambda$ and $n_e = 5.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3} \times (\mu\text{m}/\lambda)^2 = 49n_{cr}$. (a) Ion density isosurface for $n_i = 8n_{cr}$ and the x component of the normalized Poynting vector $(e/m_e\omega c)^2 E \times B$ in the (x, y, z) plane, $t = 40 \times 2\pi/\omega$. (b) Isosurface for $n_i = 2n_{cr}$ and green gas for lower ion densities at a later time $t = 100 \times 2\pi/\omega$; the black curve shows the ion density along the laser axis. (c) Evolution of the maximum ion kinetic energy and the ion phase space projection (x, p_x) at $t = 80 \times 2\pi/\omega$. (d) The energy spectrum (red) and transverse emittance (blue) of ions (solid) and electrons (dashed) located in the region $50\lambda < x < 80\lambda$, $-\lambda < y, z < \lambda$ at $t = 80 \times 2\pi/\omega$. The hatched region contains 2.7×10^{10} particles per μm^2 area. The numerical values correspond to $\lambda = 1 \mu\text{m}$. Reprinted with permission from Esirkepov *et al* (2004).

Modeling with phenomenological parameters

III. Nuclear reactions in a laser plasma

Proposals at QST

- Investigation of the ionization mechanism of low-quantum state electron by heavy ions in the relativistic electro-magnetic laser field
by M. Nishiuchi *et al.*
- Investigation of the effect of the temporal profile of the high intensity laser pulse on the radiation and ionization mechanisms in the high energy density matter
by M. Nishiuchi *et al.*

Submitted in Dec 2018, and approved.

A. Tamii and T. Shima are in the collaborator list:
gamma-radiation detection from laser plasma.

The beam time is schedule in Oct-Nov, 2019 (6 weeks).

Targets of the QST-RCNP collaboration for the coming beam time.

- To detect signature of nuclear reactions in a laser plasma
- Measurement of the gamma-radiation from a laser plasma:
energy spectrum, intensity, angular distribution.

Ideas and suggestions are welcome.

Excitation of nuclei in the laser plasma

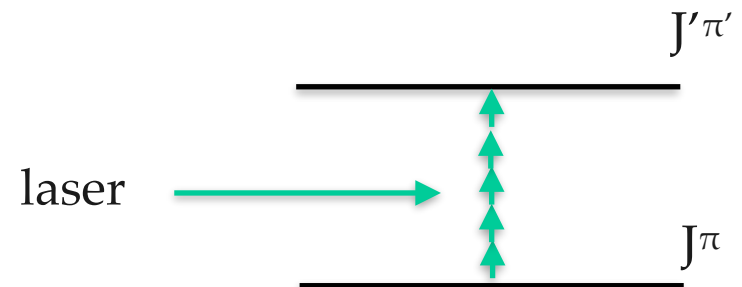
If feasible, direct nuclear excitation by laser photons is very interesting.

It must be many-photon excitation and is highly-non-linear process.

→

- The excitation process could be enhanced significantly by increasing the laser power.
- Efficient nuclear excitation by table top devices
- Selective excitation of nuclei (transmutation, isotope detection, etc)
- Applications: nuclear battery, nuclear maser, nuclear clock,

Selection of spin by controlling the circular polarization of the laser beam.



Excitation of nuclei in the laser plasma

Nuclide with an excited state of very low energy

^{229}Th : 7.6 eV	$5/2^+ \text{ (g.s.)} \rightarrow (3/2^+) \text{ (isomer)}$
^{235}U : 76 eV	$7/2^- \text{ (g.s.)} \rightarrow 1/2^+ \text{ (isomer)}$

Candidate nuclei (~stable and isomer $E_x < 15 \text{ keV}$)

Table 1
Stable and long-lived ($T_{1/2}^{g.s.} > 10^7 \text{ y}$) nuclei with excited state E^m within 50 eV–15 keV and half-life $T_{1/2}^m > 1 \text{ ns}$. Nuclei are arranged according to isotope abundance η (stable nuclei) or ground level half-life $T_{1/2}^{g.s.}$ (long-lived nuclei).

Nucleus	η or $T_{1/2}^{g.s.}$ (%)	E^m (keV)	$T_{1/2}^m$
^{45}Sc	100	12.4	318 ms
^{169}Tm	100	8.41	4.08 ns
^{181}Ta	99.988	6.2	6.05 μs
^{201}Hg	13.2	1.56	81 ns
^{83}Kr	11.49	9.41	154 ns
^{73}Ge	7.76	13.28	2.92 μs
^{57}Fe	2.11	14.4	98 ns
^{187}Os	1.6	9.75	2.38 ns
^{235}U	$7.04 \times 10^8 \text{ y}$	0.0765	26 min
^{205}Pb	$1.53 \times 10^7 \text{ y}$	2.33	24.2 μs

F. Gobet et al., Nucl. Instrum. Meth. A 653, 80 (2011)

Can the multi-photon excitation cross section be calculated?

One should incorporate level broadening processes by

Doppler, Zeeman, Stark, collision, etc.

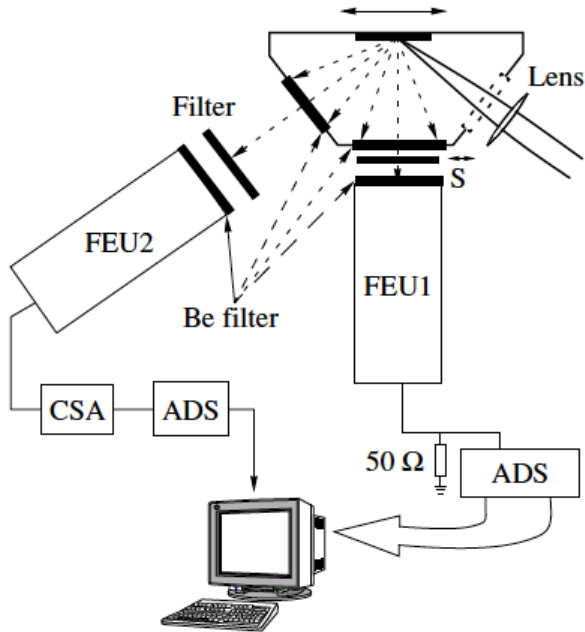
So far, the direct nuclear excitation by laser photons is not considered as one of the excitation processs of the following experimental works.

Excitation of ^{181}Ta : a test case

6.2 keV, 6.05 μs

A.V. Andreev,
JETP91, 1163 (2000).

	λ , nm	τ , fs	ω , mJ	d , μm	I , PW/cm^2
1	616	200	0.3–0.7	3	10–40
2	1053	1000	2000–5000	80	30–70



They reported reported of 10^5 excitation of $^{181\text{m}}\text{Ta}$ per laser shot with $1\text{--}4 \times 10^{16} \text{ W}/\text{cm}^2$.

They inferred that excitation by X-ray is the dominant process (than electron scattering).

Fig. 4. Arrangement of the experiment using a femtosecond laser system (S is radioactive test source).

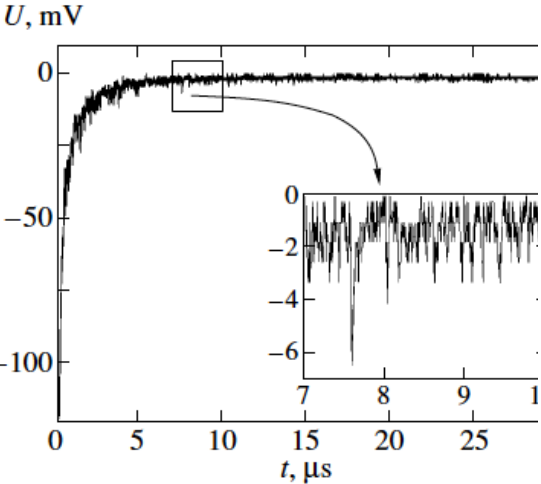


Fig. 5. Typical signal obtained from FEU1.

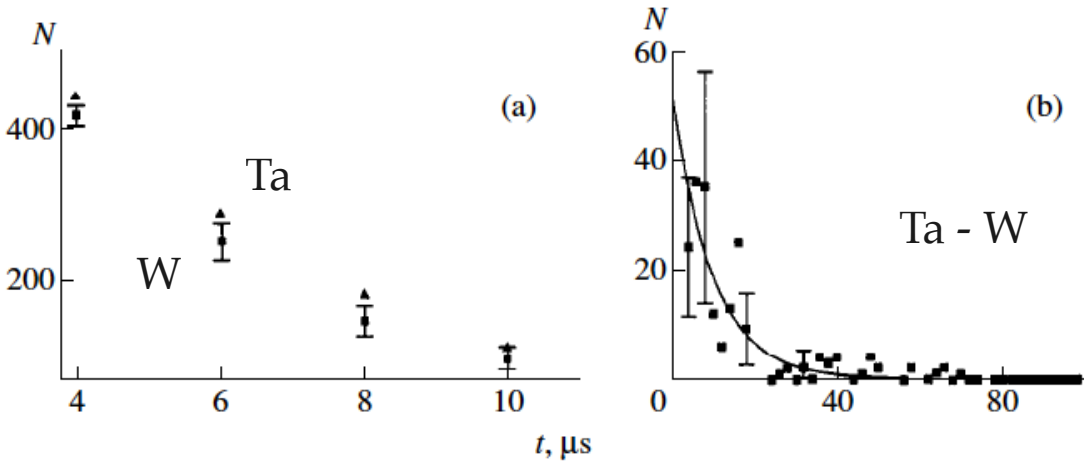


Fig. 7. Result of data analysis for residual-gas pressure in the interaction chamber 10 torr (see Fig. 6 for notation).

Excitation of ^{181}Ta : a test case

6.2 keV, 6.05 μs

A.V. Andreev,
JETP91, 1163 (2000).

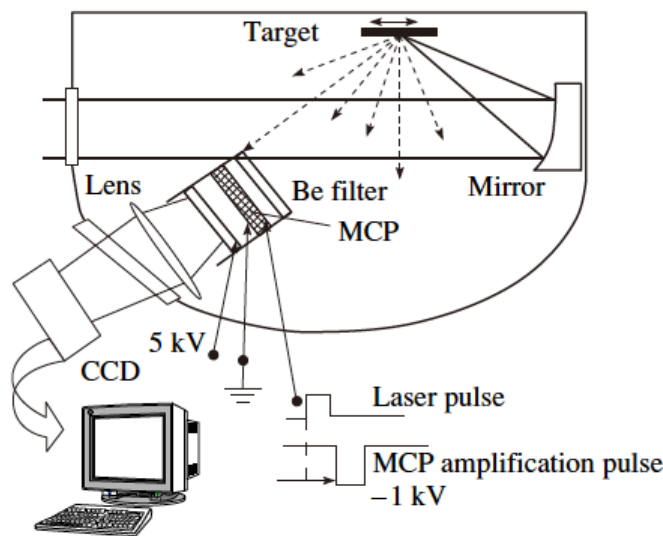


Fig. 8. Experimental arrangement using a subpicosecond laser pulse.

	λ , nm	τ , fs	ω , mJ	d , μm	I , PW/cm^2
1	616	200	0.3–0.7	3	10–40
2	1053	1000	2000–5000	80	30–70

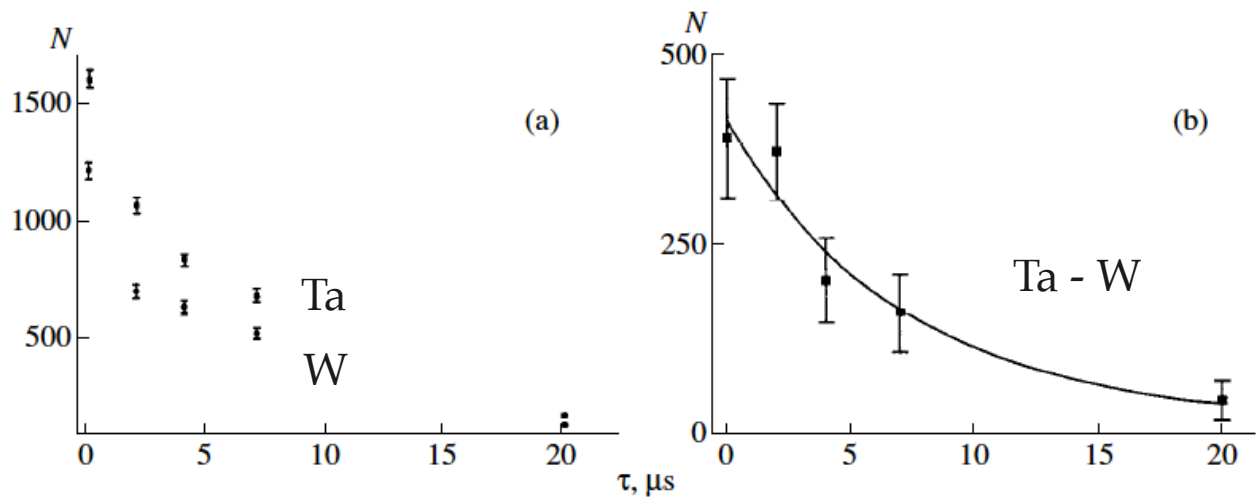
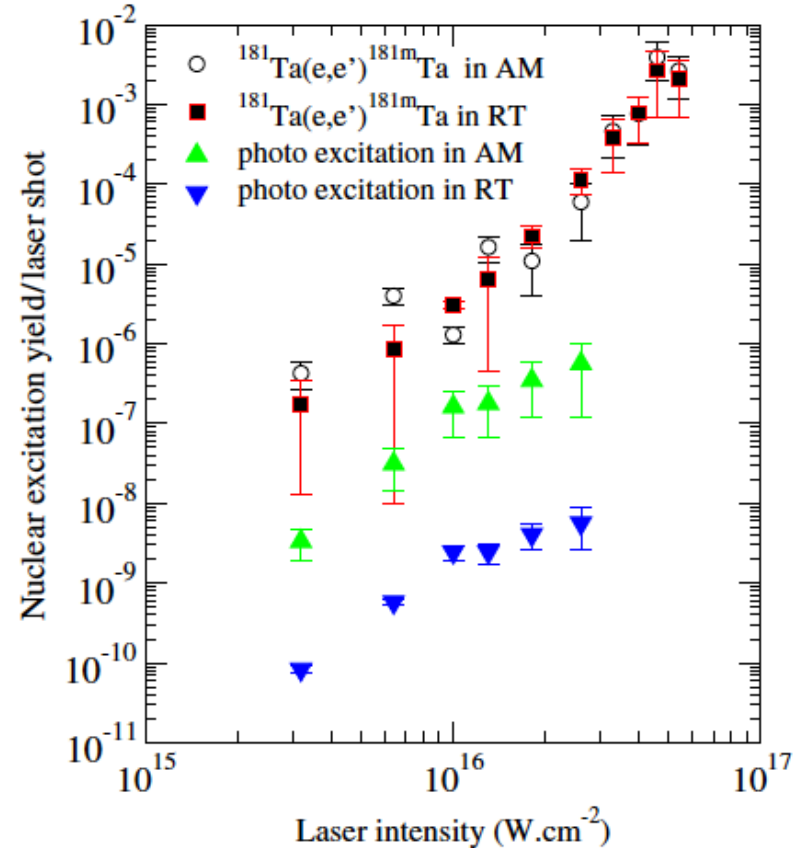
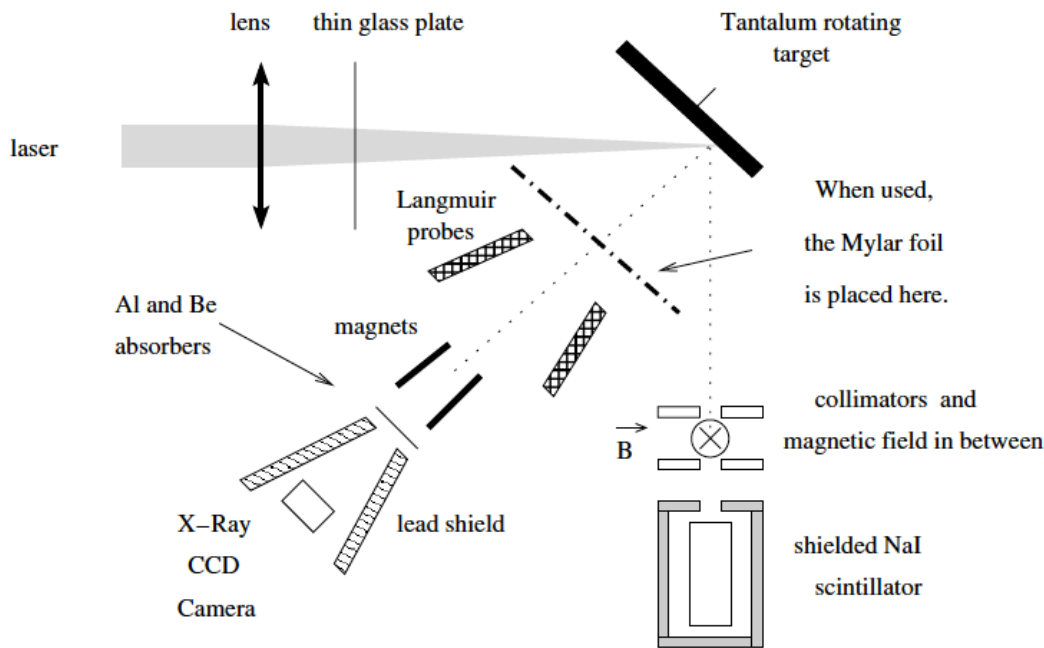


Fig. 10. Number N of events versus the delay of the MCP feed pulse τ : (a) data for Ta (circles) and W (squares) and (b) difference of the data for Ta and W.

Excitation of ^{181}Ta : a test case

6.2 keV, $6.05\mu\text{s}$

F. Gobet et al., J. Phys. B
41, 145701 (2008)



X-Ray detection

45 ± 10 fs, $0.3\text{--}6.0 \times 10^{16}$ W/cm²

AM: Ablated matter RM: Remaining target

They measured X-ray intensity and distribution. With a simulation, they concluded that the dominant excitation process is electron inelastic scattering, and the number of excited nuclei is far smaller than the report by Andreev.

The data by Andreev et al. are not understood yet.

Excitation of ^{181}Ta : a test case 6.2 keV, 6.05 μs

How is the excitation of $^{181\text{m}}\text{Ta}$ in a $>10^{21} \text{ W/cm}^2$ laser at QST?

No calc. nor good exp. idea yet.

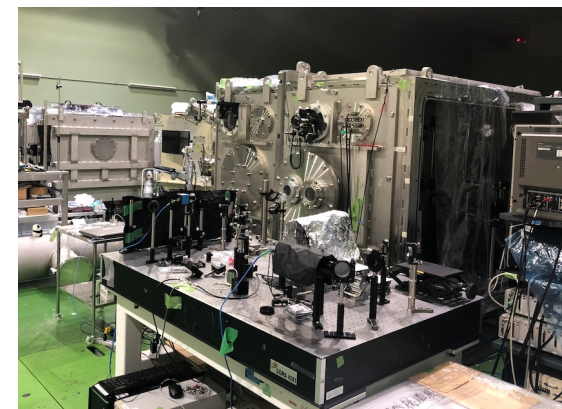
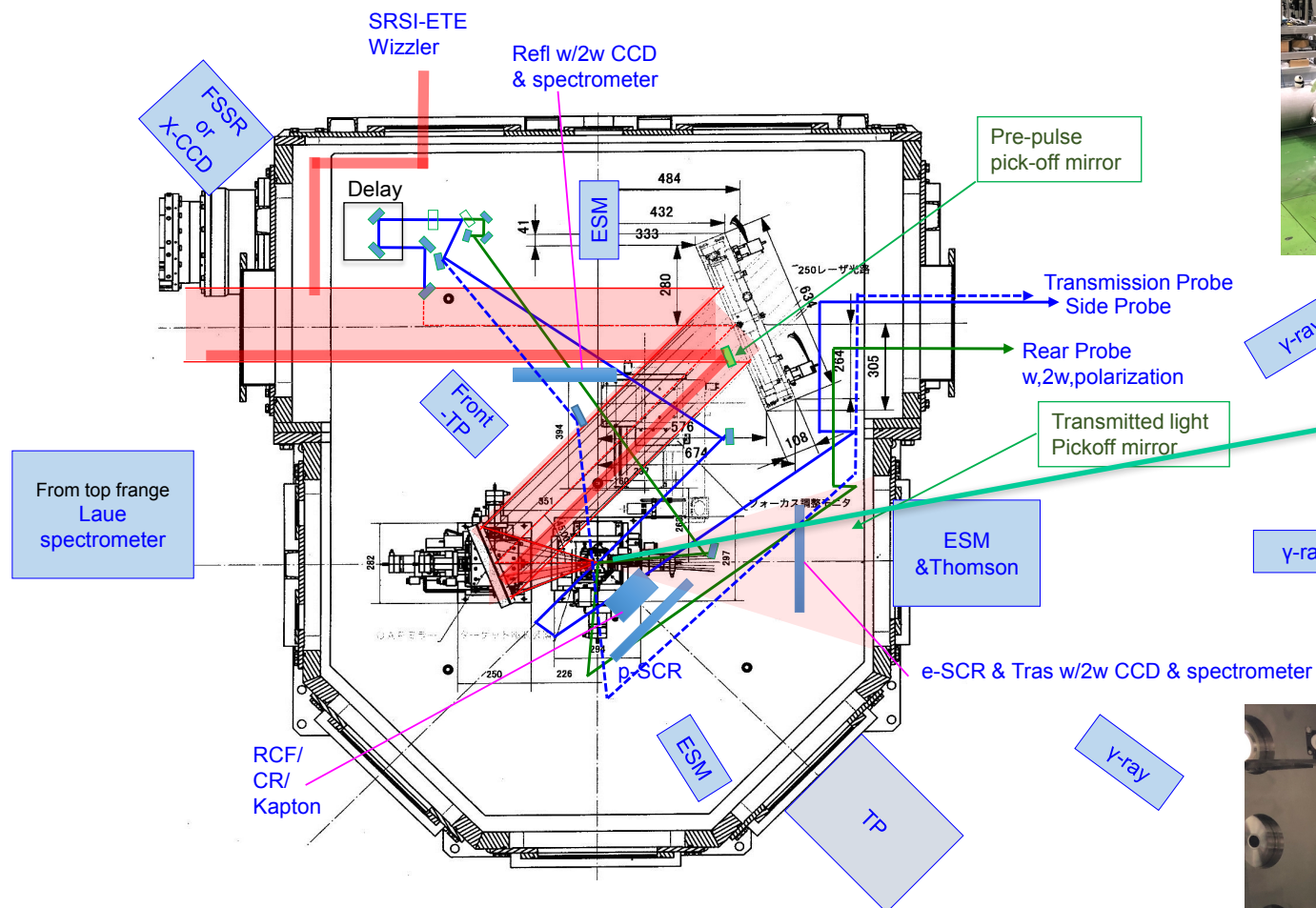
Difficulties:

- the target explodes by a laser shot
- detection of 6 keV γ -ray after a laser shot but in a few 10 μs .

It is quite interesting to measure $^{181\text{m}}\text{Ta}$ if we can find good experimental idea
for the study of nuclear physics and of the dynamics of the laser plasma

Detection of nuclear reaction products from a laser plasma

Target Chamber at QST



γ-rays will be
extracted at 10-20deg,
after dipole of ESM.

~3.5 m up to the shield wall

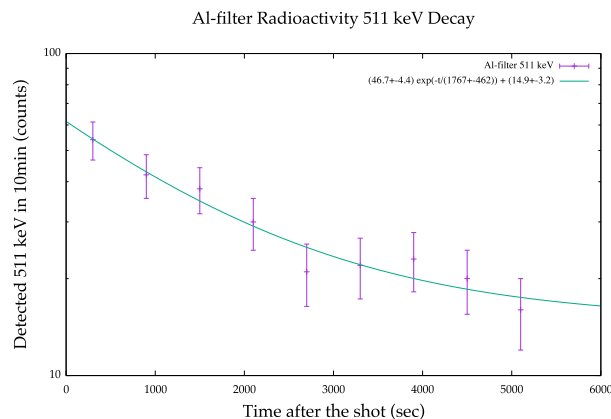


Detection of nuclear reaction products from a laser plasma

QST exp. in 2018

Radioactivity in an aluminum cover on the RCF stack was measured.

Data analyzed by A. Tamii.



511 keV gamma-rays were observed

$$T_{1/2} = 20.4 \pm 5.3 \text{ min}$$

Candidate nuclides: ^{11}C (20.36min) ^{106}Ag (23.96min, ^{107}Ag abundance:52%)

~ 400 nuclei were produced at or captured by the aluminum-filter at the time of laser shot

Estimation of ^{11}C productions by $^{12}\text{C}(\gamma, n)$, $^{12}\text{C}(e, en)$ and $^{12}\text{C}(p, pn)$ by A. Tamii

^{11}C production by (γ, n) and (e, en) would be small by a few orders.

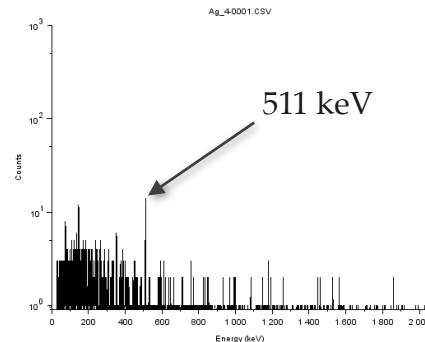
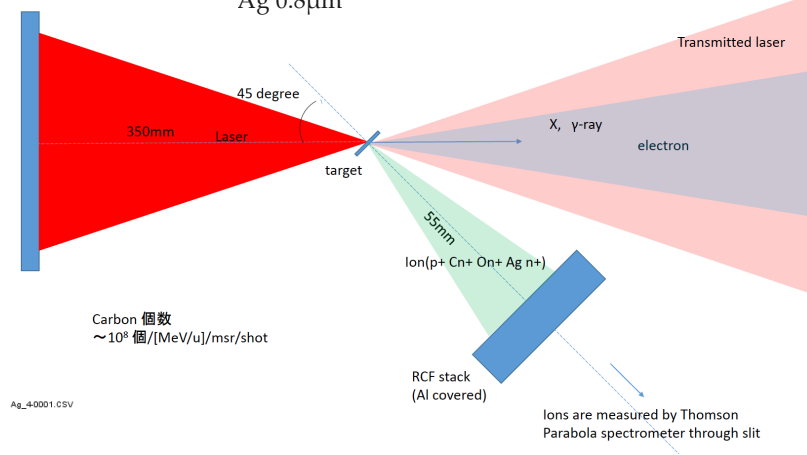
^{11}C production by (p, pn) is most probable.

Still no identification of the detected radioactivity: ^{11}C or ^{106}Ag ?

Exp. setup figure at QST by M. Nishiuchi

$$10\text{J}/40\text{fs} = 250\text{TW}, 3\text{--}5 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$$

Ag 0.8 μm



Detection of nuclear reaction products from a laser plasma

We plan new dedicated measurements for

- Identification of the site of the activation either in the target or in the filter placing another layer on the filter
- Identification of the radioactivity by changing target, using absorber or a layered target, etc.
- Identification of the activating reaction: p , e or γ radioactivity in a layered target, or placing an absorber angular distribution

It is important to prepare several HPGe detectors to be able to simultaneously measure the radioactivity in several samples taken from one laser shot.

Also with scintillation detectors?

IV. Gamma flux and spectrum from a laser plasma

Experimental methods under consideration

1) Direct measurement of gamma-rays by detectors.

2) Activation of materials, detection of activation

1) Direct measurement of gamma-rays by detectors.

Difficulties

High radiation in a very short time

→ counting problem (pile-up), saturation, ...

Low number of shots

→ statistics, limited number of conditions,

Fluctuation of the plasma condition

← fluctuation of laser shots, target surface condition, ...

→ way of combining data of different laser shots

Background radiations

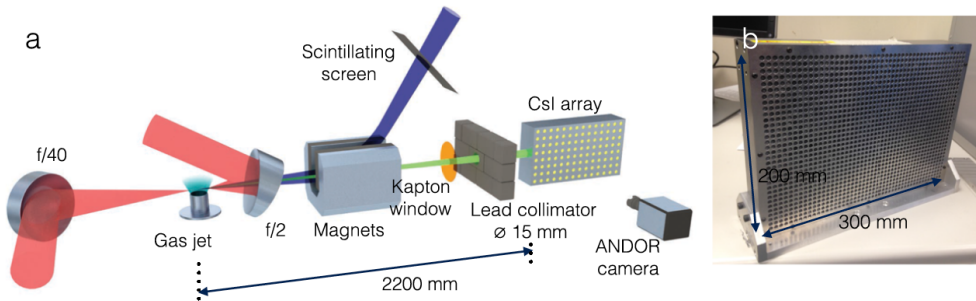
← background gammas from electrons hitting the vacuum chamber

We would need to try several detection methods and improve/optimize the experimental conditions...

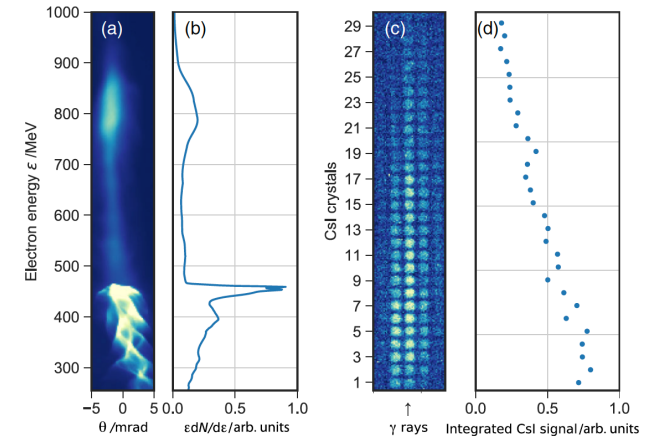
1) Direct measurement of gamma-rays by detectors.

- Placing an array of small crystals (CsI, GAGG etc)

K.T. Behm et al., Rev. Sci. Instrum. **89**, 113303 (2018)



33×47 CsI crystals with a volume of $5 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$



requires simulations, optimizations, and reconstruction analysis

Estimation for QST exp.

$\sim 5 \times 10^3$ photons at $\sim 1 \text{ MeV}$ come into 20 mm-cubic crystal at 1 m. With the interaction probability of 10%, several 100 photons make pile-up in each crystal.

- Placing crystals (LaBr_3 , NaI) with different conditions (allowing pile-up)

With different distance, angle, absorber, crystal size, etc differences in the observed energy deposit are studied.

requires simulations, optimizations, and analysis based on pile-up simulations

1) Direct measurement of gamma-rays by detectors.

Direction and range are tracked by e^- (and e^+) created by Compton or pair creations.

The detectors are placed behind the electron sweeper.

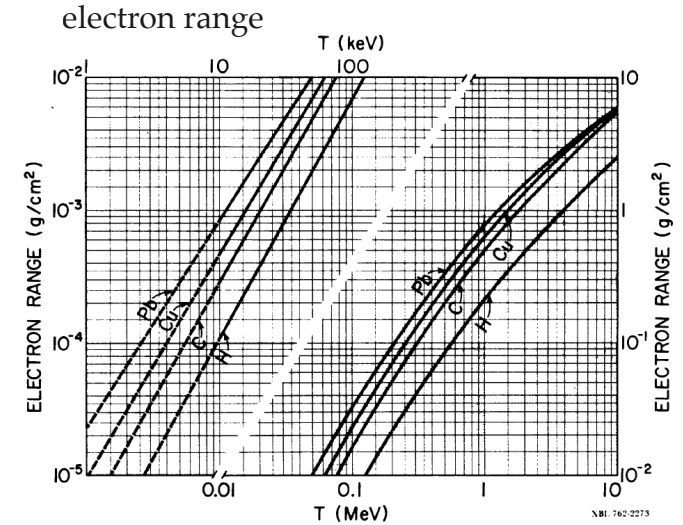
Placing a γ - $e^-(e^+)$ converter would not be beneficial.

Distance and front absorbers are optimized

• TPC

E_γ in 10-100 keV range?

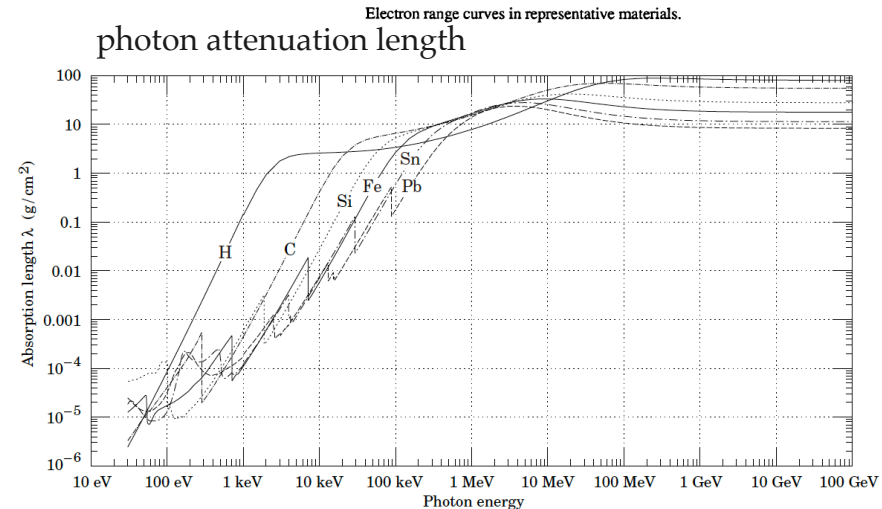
with MAIKo? Feasibility?



• Emulsion

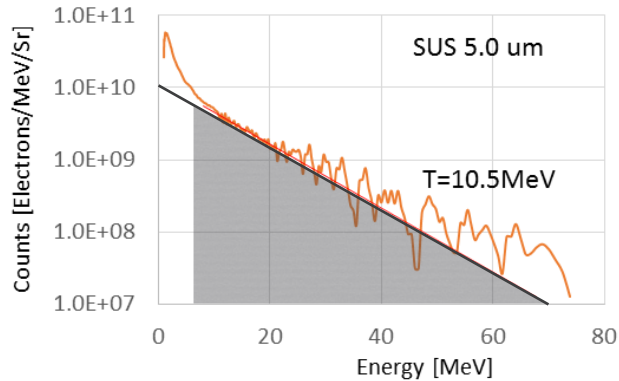
E_γ in 1-100 MeV range?

asking opinion to Prof. Nakazawa (Gifu U.)



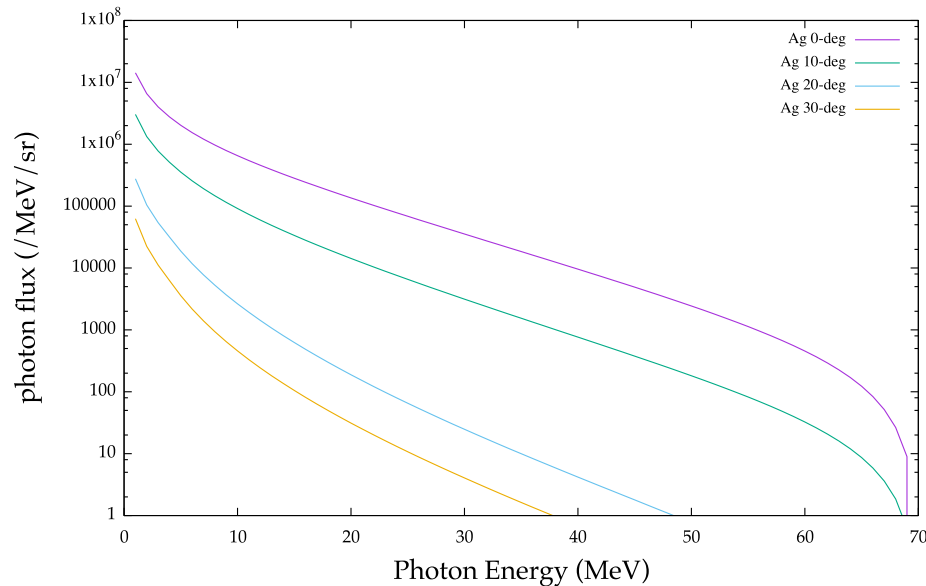
Estimation of Gamma-Radiation

Electron spectrum measured at QST



Calculation of photon spectra produced by Bremsstrahlung in the target (A. Tamii)

Bremsstrahlung photon-energy spectrum



$\sim 10^6$ photons /MeV/sr for $E_\gamma=1\text{-}20$ MeV

$\sim 10^1$ photons /MeV/cm² for $E_\gamma=1\text{-}20$ MeV at 3 m
attenuation length ~ 20 g/cm²

Note: the Bremsstrahlung photons are expected to be stronger than the simulation since a part of the electrons does not go out from the plasma.

2) Activation of materials, detection of activation

• Placing activation materials in front of the laser plasma

For example, by using the $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ reaction,

^{63}Cu : abundance = 69%, $S_n = 10.863$ MeV, $S_{2n} = 19.738$ MeV

^{62}Cu : $T_{1/2} = 9.67$ min, β^+ : $E_\gamma = 1320.7$ keV (97.60%)

Other candidates:

- ^{12}C (^{11}C : $T_{1/2} = 20.4$ m, $S_n = 18.72$ MeV)
- ^{39}K (^{38}K : 7.6 m, 13.08 MeV)
- ^{64}Zn (^{63}Zn : 38.5 m, 11.86 MeV)
- ^{107}Ag (^{106}Ag : 24.0 m, 9.54 MeV)
- ^{141}Pr (^{140}Pr : 3.4 m, 9.40 MeV)

Ledingham et al., PRL84, 899 (2000)

In a copper block with a size of 1 cm^3 at a distance of 10 cm, the number of ^{62}Cu production is ~ 70 /shot. The corresponding activity is 0.08 Bq. A little lower than the detection limit c.f. Santala et al. PRL'00

Several blocks need measured simultaneously after activation, requires several HPGe's.

Notes:

The gamma radiation might be higher than the estimation.

Extraction of material is possible, and takes ~ 5 minutes after a laser shot before starting the activity measurement.

Activation by protons might be higher than by γ . How to separate the contributions from p , e , and γ ?

Santala PRL'00

$1.054\mu\text{m}$, 1-1.5 ps, 20-50 J

$\text{Cu} \sim 10 \times 15 \times 2.5\text{ mm}^3$

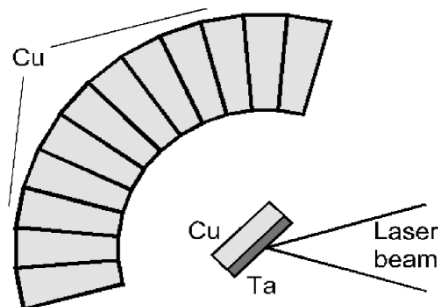
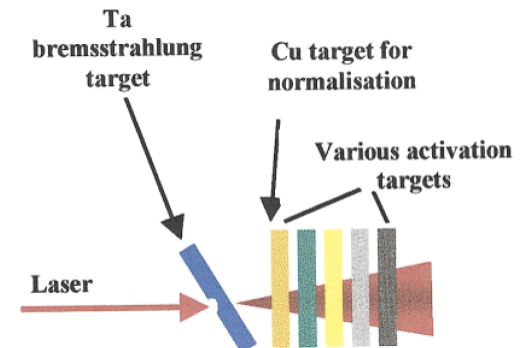


FIG. 1. Schematic drawing of the target setup.

Ledingham PRL'00

$1.054\mu\text{m}$, 1 ps, 50 J

samples: 3 mm^t



Rough schedule of the beam time at QST

The beam time is scheduled in Oct-Nov 2019, but might be delayed.

Laser shots:

- In four weekdays in a week.

- 4 - 6 hours / day in the afternoon.

- 10-20 minutes / shot.

Radiation safety registration is required for participation in an experiment.

Lodge is available on site.

Compton recoil electron kinetic energy

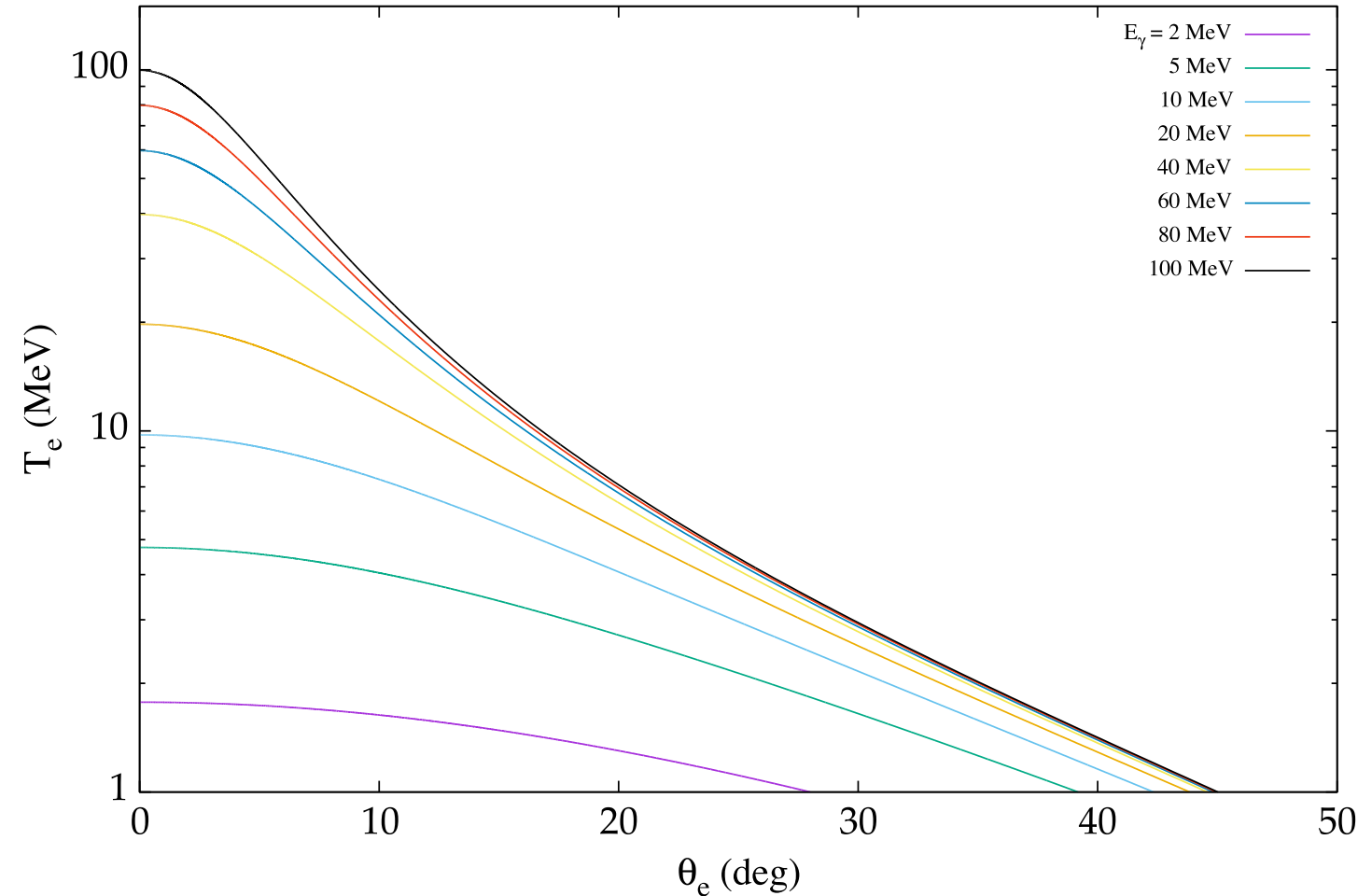
neglecting the electron binding energy

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2}(1 - \cos \theta_g)}$$

$$T_e = h\nu - h\nu'$$

$$p_e^2 = (T_e + m_e)^2 - m_e^2$$

$$p_e \sin(\theta_e) = h\nu' \sin(\theta_g)$$



レーザープラズマ内での電子による
Bremsstrahlungガンマ線生成の見積もり
および
QSTの放射化実験結果の考察

2018.12.21 by A. Tamii (RCNP)

オーダー概算およびスペクトル特性について

レーザープラズマ内での電子による
Bremsstrahlungガンマ線生成の見積もり

電子線の仮定

QSTでの電子線測定解析結果(2018.12.4に西内氏より頂いた資料)の電子線エネルギースペクトルを仮定する(右下図)。

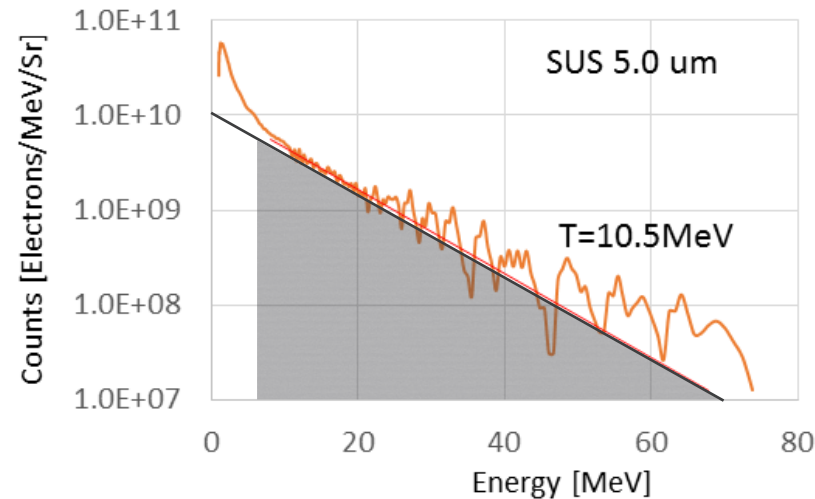
標的SUS 5 μ m の結果。以後の議論では、電子生成に関して標的物質や厚さの依存性を入れていない(同じ電子線スペクトルを仮定)。

目で見ただけのフィットにより電子線フラックス ϕ_e は

$$\phi_e = 1.0 \times 10^{10} \exp\{-E_e / (10.1 \text{ MeV})\} \text{ electrons MeV}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

5-70 MeVの領域のみ使用 (図のグレイ領域)

測定値は微小立体角一点のみで角分布は不明。
前方集中が予想される。以下では単純に0-10度の
一様分布を仮定、10度以上には電子線はないとす
る。



Bremsstrahlung Photon Spectrum の計算

以下の参考文献の式による

[1] H.W. Koch and J.W. Motz, Rev. Mod. Phys. **31**, 920 (1959).

[2] L.I. Schiff Phys. Rev. **83**, 252 (1951).

用いた式は [1] の Formula 2BS (変数定義については[1]参照)

Formula 2BS—Differential in photon energy and angle.

Approximations (H), (G), (M), (J), (K). Reference formula (1) in reference (h).

$$d\sigma_{k,\theta_0} = \frac{4Z^2 r_0^2}{137} \frac{dk}{k} y dy \left\{ \frac{16y^2 E}{(y^2+1)^4 E_0} - \frac{(E_0+E)^2}{(y^2+1)^2 E_0^2} + \left[\frac{E_0^2+E^2}{(y^2+1)^2 E_0^2} - \frac{4y^2 E}{(y^2+1)^4 E_0} \right] \ln M(y) \right\},$$

where

$$y = E_0 \theta_0, \quad \frac{1}{M(y)} = \left(\frac{k}{2E_0 E} \right)^2 + \left(\frac{Z^{\frac{1}{2}}}{111(y^2+1)} \right)^2.$$

from [1]

Comment: This formula becomes Formula 2BN(a) when $Z=0$ in $M(y)$.

Born近似計算、Screening 効果あり。

この元式は [2] の Eq.(1)。変数定義に若干の違いあり。

$\sigma(k, x) dk dx$

from [2]

$$= \frac{4Z^2}{137} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{dk}{k} dx \left\{ \frac{16x^2 E}{(x^2+1)^4 E_0} - \frac{(E_0+E)^2}{(x^2+1)^2 E_0^2} + \left[\frac{E_0^2+E^2}{(x^2+1)^2 E_0^2} - \frac{4x^2 E}{(x^2+1)^4 E_0} \right] \ln M(x) \right\}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{M(x)} = \left(\frac{\mu k}{2E_0 E} \right)^2 + \left(\frac{Z^{\frac{1}{2}}}{C(x^2+1)} \right)^2. \quad (2)$$

Bremsstrahlung 計算の再現(1)

文献[2]式(1)の{}の値

Fig.1 [2]

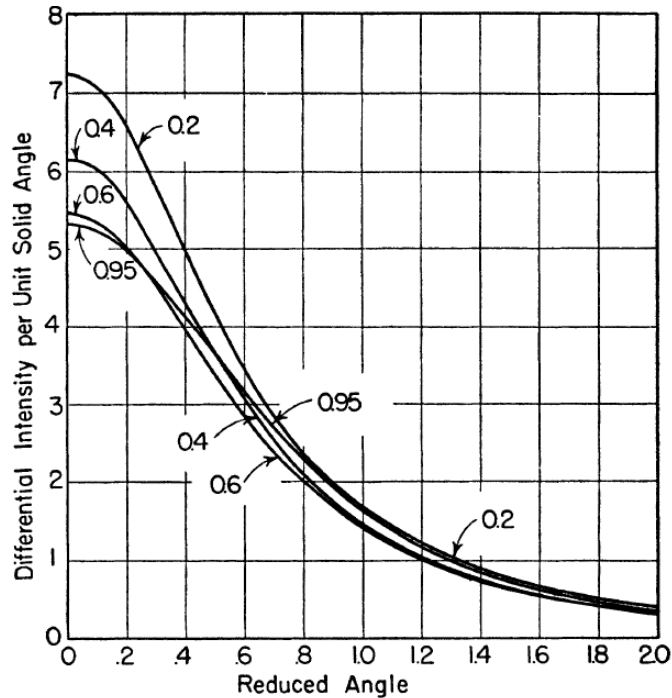
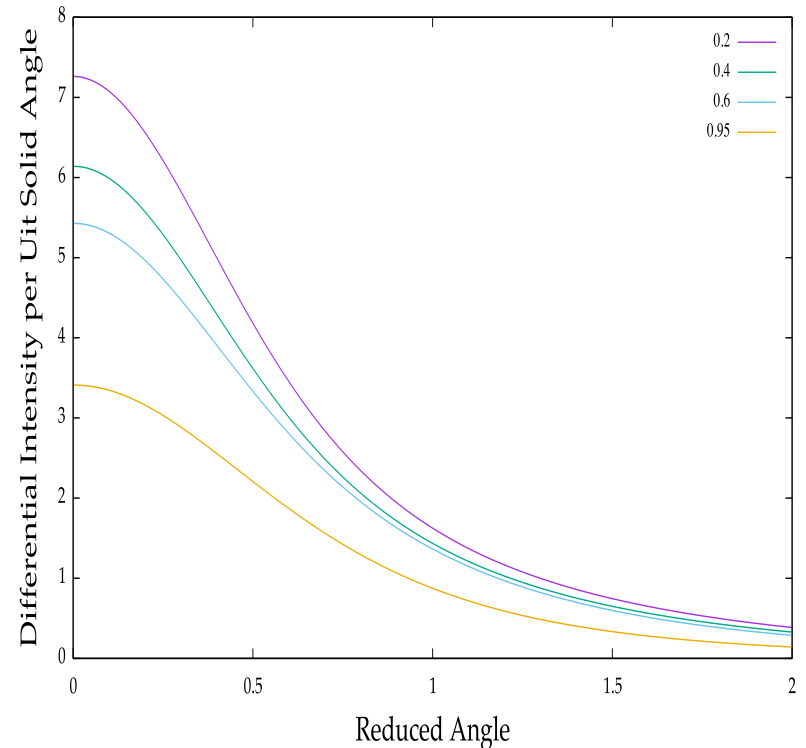


FIG. 1. Plots of the curly bracket in Eq. (1) against the reduced angle $x = E_0 \theta_0 / \mu$ for $Z=92$ and complete screening. The labels on the curves are values of k/E_0 .

Calc. by Tamii

Reproduction of Fig. 1 in Schiff(1995)



$k/E_0=0.95$ に顕著な違いが見られる。理由はまだ不明。放出光子エネルギーが電子線エネルギーに近い領域で、Bremsstrahlung主成分ではないので、以後現状では違いを無視している。

Bremsstrahlung 計算の再現(2)

Fig.3[1] photon energy spectrum (角度積分)

Calc. by Tamii

Reproduction of Fig. 3 in Koch and Motz (1959)

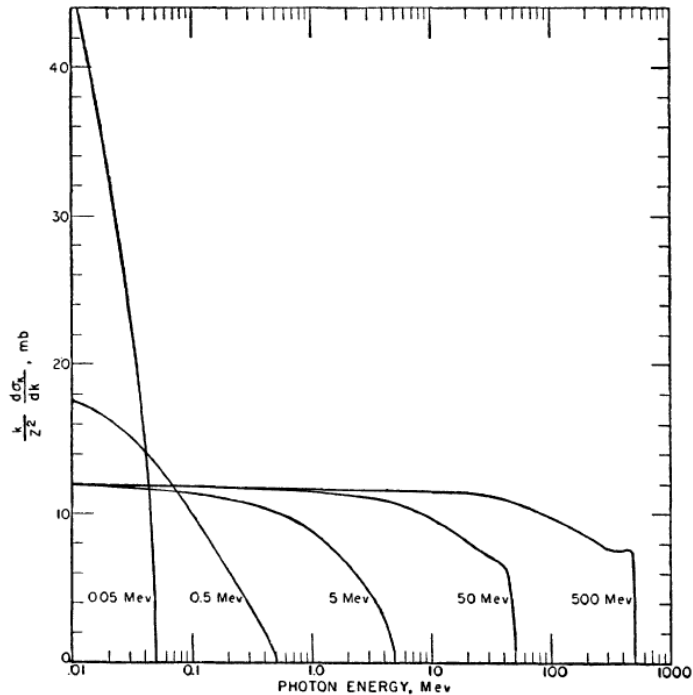
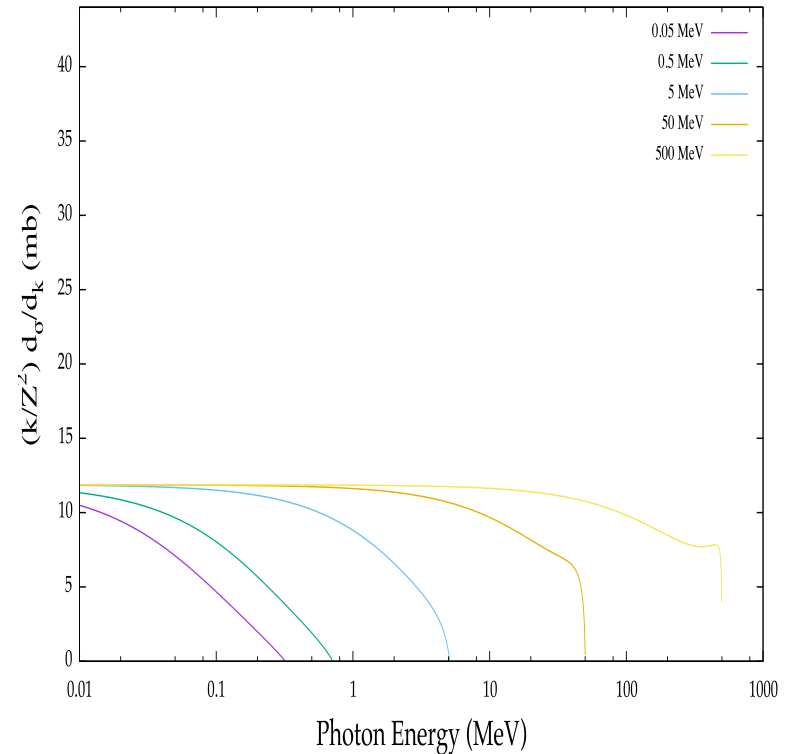


FIG. 3. Dependence of the Born-approximation cross section integrated over the photon directions on the photon and electron energy. The ordinate values for these curves are obtained from Formula 3BN for 0.05- and 0.50-Mev electrons, and from Formula 3BS (e) for 5-, 50-, and 500-Mev electrons.



左図の電子エネルギー5,50,500 MeVの photon energy spectrum は角度積分後の 3BS(e)によるもの。

2BSの数値計算による角度積分(右図)でほぼ再現。左図の0.05,0.5 MeV は3BN(no-screening)式が用いられているので異なってよい。電子線 ~5 MeV 以上は計算が信用できると判断。

標的の仮定

(電子線生成部分には標的依存性を入れていないが)電子線によるBremsstrahlung Photon生成については標的依存性を入れる。

- Ag 標的 $1\mu\text{m} = 1.05 \text{ mg/cm}^2$ (107.87AMU)
- Al 標的 $1\mu\text{m} = 0.27 \text{ mg/cm}^2$ (26.98AMU)

電子線はレーザー照射側表面でできると仮定(深さゼロ)。

5 MeVの電子線は優に $1\mu\text{m}$ の物質を通り抜けるので、標的中での電子線のエネルギー損失や角度変化を無視。

また電子線の方角による標的厚さの違いを無視。

*Bremsstrahlung の主成分は、標的原子核の電場による電子の減速である。

生成 Photon数は標的原子番号の2乗 (Z^2) に比例する。

エネルギーあたりの生成 Photon数はPhoton Energyに反比例する(電子エネルギーより優に低い領域)。

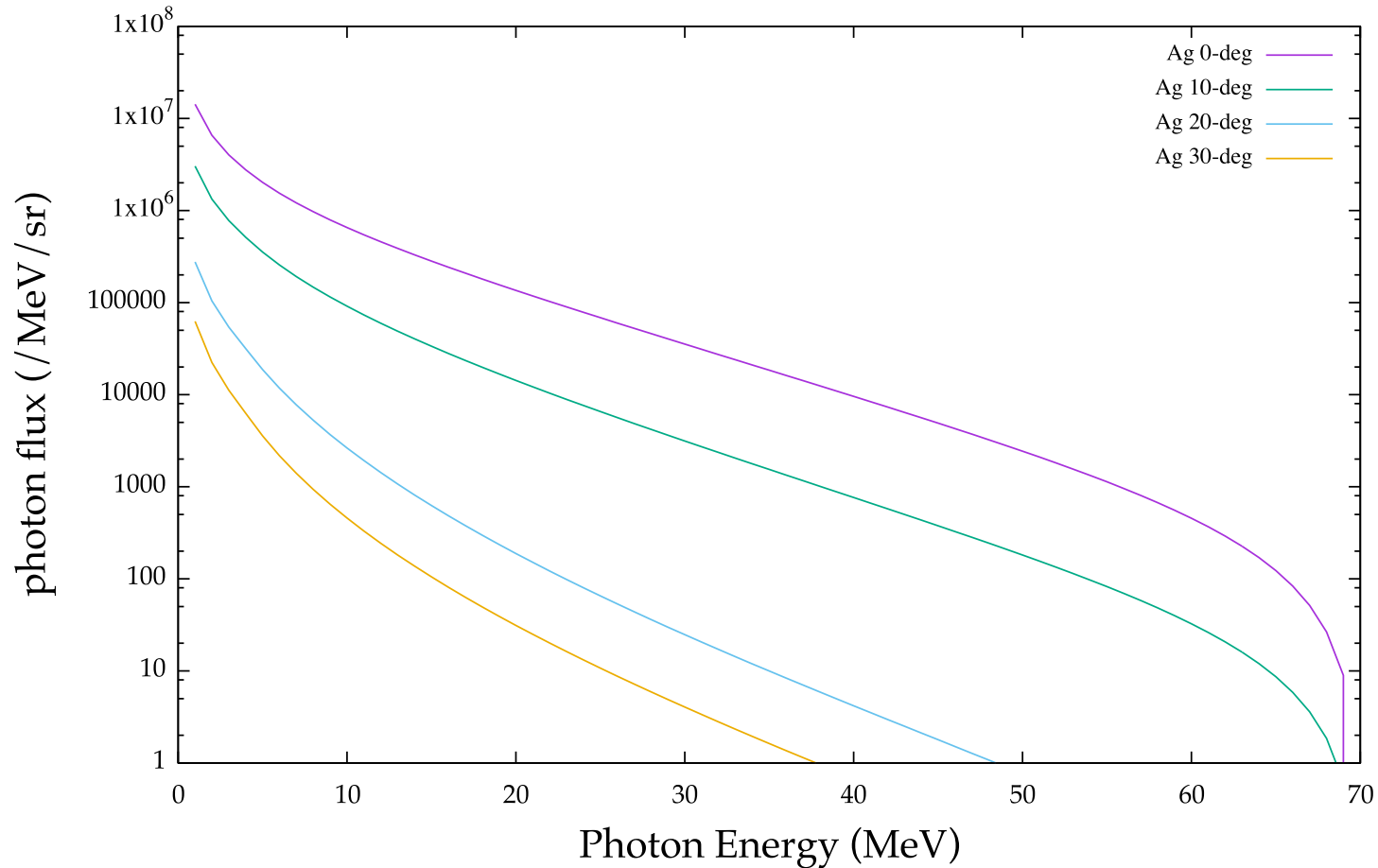
Bremsstrahlung Photon Spectrum シミュレーション

- 1.電子スペクトルと角度分布を仮定(Page 2)
- 2.電子が生成する Bremsstrahlung Photon のエネルギー・角分布を表す断面積を計算 (Page 3-5)。標的物質依存性を入れる。
- 3.Photonの方向ごとに、電子線の強度・角度分布を用いて断面積を数値積分。
- 4.標的の厚さをかけて、Photon-flux のスペクトルを得る

Bremsstrahlung Photon Spectrum シミュレーション結果(1/3)

Ag標的の場合の角分布

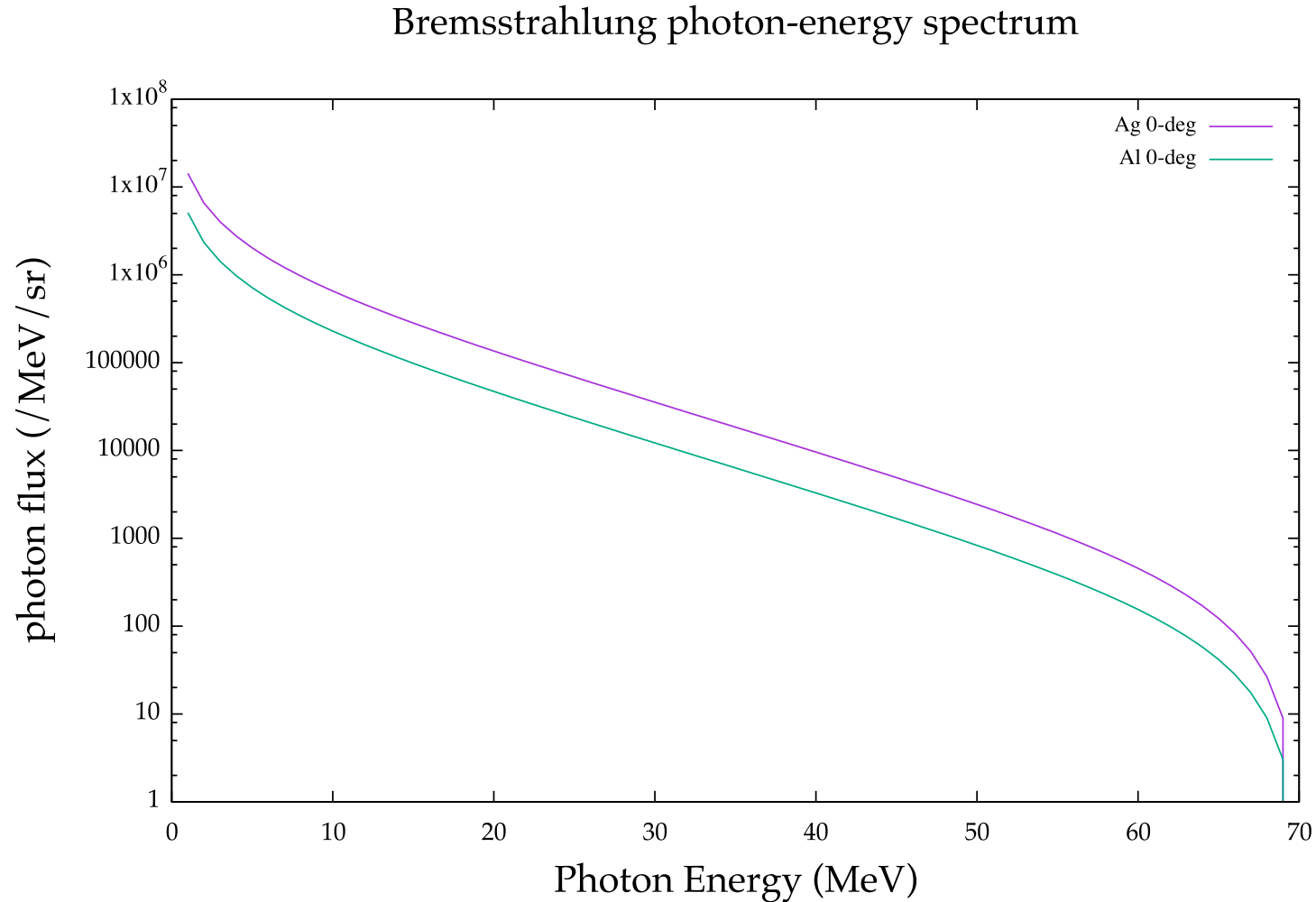
Bremsstrahlung photon-energy spectrum



レーザー1ショットあたりのphoton数。

Bremsstrahlung Photon Spectrum シミュレーション結果(2/3)

標的依存性(0度)

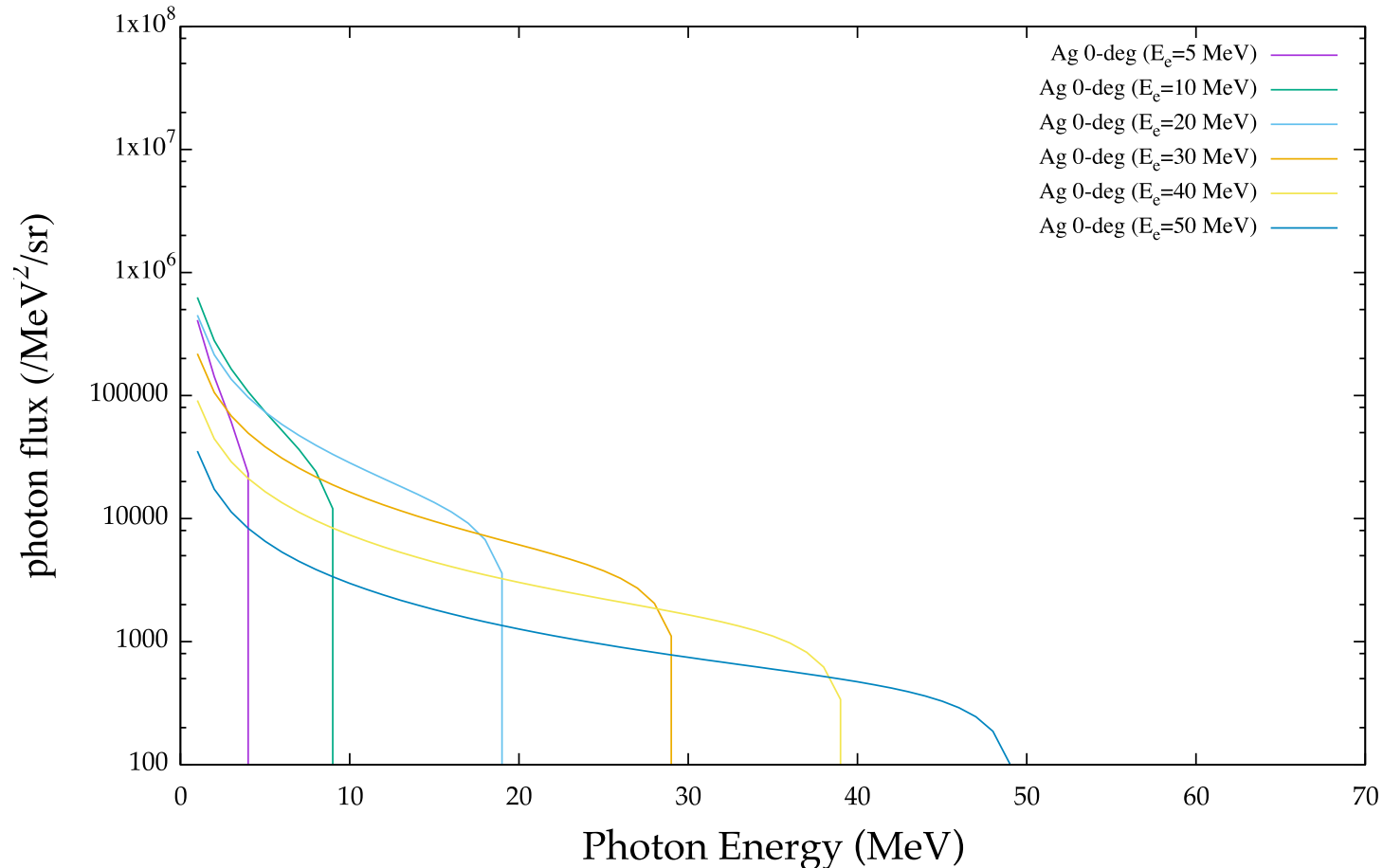


レーザー1ショットあたりのphoton数。

Bremsstrahlung Photon Spectrum シミュレーション結果(3/3)

電子エネルギー毎のPhoton生成に対する寄与(Ag標的0度)

Bremsstrahlung photon-energy spectrum



レーザー1ショットあたりのphoton数。

手計算による確認

Ag 1 μ m 標的: 1.05 mg/cm² $\rightarrow \rho_t = 5.9 \times 10^{18}$ atoms/cm²

電子線は0-10°で一様であるとする。立体角 $\Omega_e = 9.5 \times 10^{-2}$ sr

for $E_e = 5$ MeV, $E_\gamma = 1$ MeV

電子線 flux $d^2\phi_e/d\Omega_e dE_e = 5 \times 10^9$ electrons/MeV/sr

$d\phi_e/dE_e = d^2\phi_e/d\Omega_e dE_e \times \Omega_e = 4.8 \times 10^8$ electrons/MeV

Brems断面積 $d\sigma/dk = 9$ mb $Z^2/k = 2.0 \times 10^4$ mb/MeV

Brems-photon数 $d^2N_\gamma/dE_e dk = d\phi_e/dE_e \rho_t d\sigma/dk = 5.5 \times 10^4$ MeV⁻²

(*) $\rightarrow 6 \times 10^5$ MeV⁻² sr⁻¹

for $E_e = 50$ MeV, $E_\gamma = 1$ MeV

電子線 flux $d^2\phi_e/d\Omega_e dE_e = 1 \times 10^8$ electrons/MeV/sr

$d\phi_e/dE_e = d^2\phi_e/d\Omega_e dE_e \times \Omega_e = 9.5 \times 10^6$ electrons/MeV

Brems断面積 $d\sigma/dk = 12$ mb $Z^2/k = 2.6 \times 10^4$ mb/MeV

Brems-photon数 $d^2N_\gamma/dE_e dk = d\phi_e/dE_e \rho_t d\sigma/dk = 1.5 \times 10^3$ MeV⁻²

(*) $\rightarrow 2 \times 10^4$ MeV⁻² sr⁻¹

for $E_e = 50$ MeV, $E_\gamma = 10$ MeV

電子線 flux $d^2\phi_e/d\Omega_e dE_e = 1 \times 10^8$ electrons/MeV/sr

$d\phi_e/dE_e = d^2\phi_e/d\Omega_e dE_e \times \Omega_e = 9.5 \times 10^6$ electrons/MeV

Brems断面積 $d\sigma/dk = 10$ mb $Z^2/k = 2.2 \times 10^3$ mb/MeV

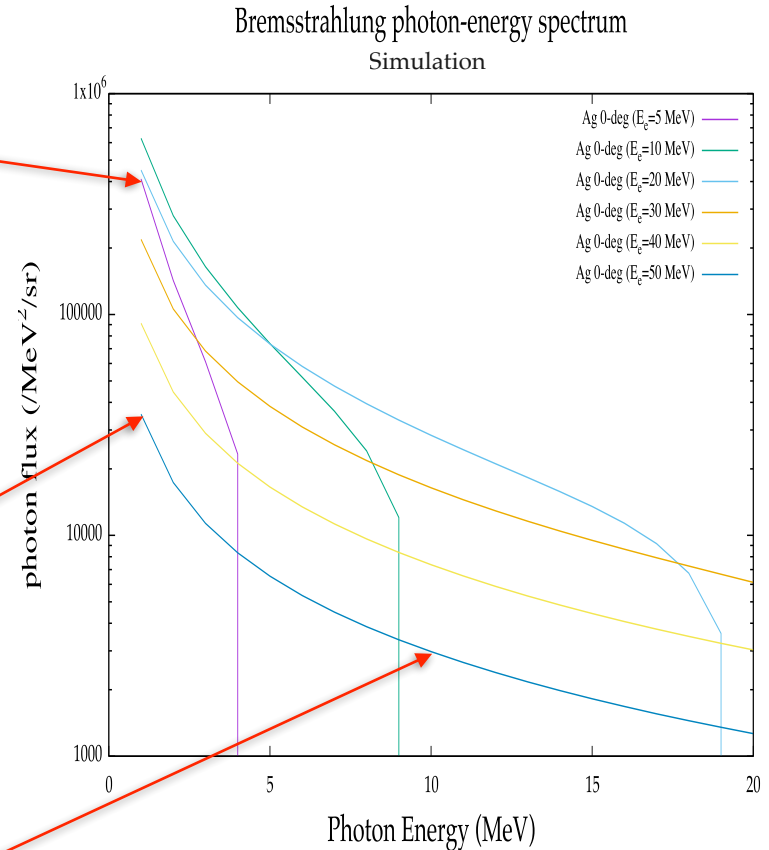
Brems-photon数 $d^2N_\gamma/dE_e dk = d\phi_e/dE_e \rho_t d\sigma/dk = 1.2 \times 10^2$ MeV⁻²

(*) $\rightarrow 1 \times 10^3$ MeV⁻² sr⁻¹

(*) Bremsの前方集中は強い(数度以下で全強度の半分)

電子角度 $\Omega_e = 9.5 \times 10^{-2}$ sr の仮定では、 Ω_e 内に大部分の強度が集中することになり、Brems-photon数の立体角あたりの換算は概算10倍となる。

シミュレーションと手計算はfacto2-3程度で一致している。



ガンマ線スペクトル測定の検討

検出器想定に関するコメント

1ショットあたりのBrems-Photon数はかなり大きい。

検出器、角度、距離、減衰板等々の最適化が必要であるが、シンチレーション検出器などでのエネルギー測定を行った場合はパイルアップの考慮が重要となる(→下の例)。一方で、パイルアップを避けると統計量が稼げない困難がある。

エネルギー分布はexponential的であり、パイルアップを許容する測定をした場合には、低エネルギー成分に感度(シグナルの主体)がある測定となってしまう(減衰板などで多少低エネルギー成分への感度を下げられるとしても)。

写真乾板などの測定では、ワンショットで統計量を稼いだフォトン毎の energy deposit の測定が可能。ただし解析に専門技術が必要。

(γ, n)などの放射化法では、エネルギー閾値を利用することにより、高エネルギー成分のみに感度がある測定を行うことが可能。

CsI、GAGGなどの結晶を使用する場合の例。

Ag-1 μ m-0°のシミュレーションをもとに、20mm角の結晶を距離1m、角度0°の位置におく(立体角0.4msr)と、1 MeV 領域のBremsガンマ線が 5×10^3 個程度検出器に入る。相互作用確率を10%程度とすると、光子数100個程度のパイルアップが起きる。ただし、角度、距離、減衰板等々の利用で2-3桁程度は下げられるかもしれない。

放射化法による γ フラックス測定の検討(1/2)

レーザーからの電子線(それから作られるBremsガンマ線)を(γ ,n)放射化による測定している例がある。

M.I.K. Santala et al., Phys. Rev. Lett. 84, 1459 (2000)

$^{63}\text{Cu}(\gamma n)$

K.W.D. Ledingham et al., Phys. Rev. Lett. 84, 899 (2000)

^{63}Cu , ^{12}C , ^{39}K , ^{64}Zn , ^{107}Ag , $^{141}\text{Pr}(\gamma n)$

以下、例として $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ 放射化測定を想定すると

^{63}Cu abundance $r(^{63}\text{Cu}) = 69\%$

$S_n = 10.863 \text{ MeV}$, $S_{2n} = 19.738 \text{ MeV}$

^{62}Cu の半減期: 9.67min

11-20 MeV のガンマ線測定を想定。

Cu(63.5AMU)中の同ガンマ線の Attenuation Length は $\sim 30 \text{ g/cm}^2$

Attenuation length 以上厚くしても得をしない。

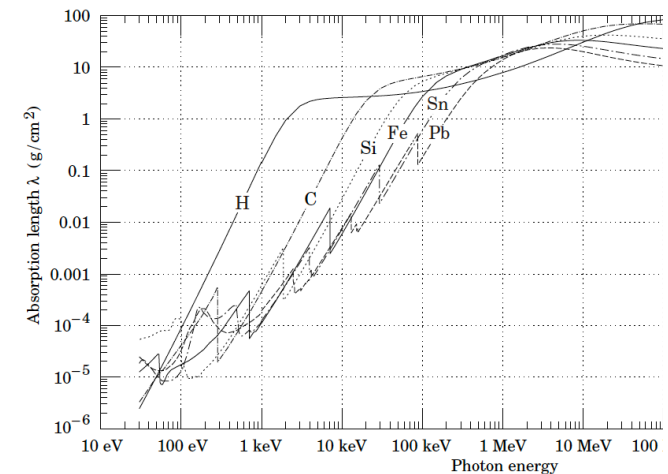
1 cm厚 (9 g/cm^2)を想定。

1cm中のAttenuation($\sim 26\%$)を無視。

放射化標的厚 $Q_t = 8.5 \times 10^{22} \text{ atoms/cm}^2$

うち ^{63}Cu は $Q_t r(^{63}\text{Cu}) = 5.9 \times 10^{22} \text{ atoms/cm}^2$

(PDG Review of Particle Physics 2016 pp. 450 for Fe)



放射化法による γ フラックス測定 of 検討(2/2)

11-20 MeV の ^{63}Cu の光吸収断面積は平均 $\sigma_{\text{abs}} \sim 40\text{mb}$ 程度。

B.L. Berman, Atom. Data and Nucl. Data Tables 15, 319 (1975)

ページ9の試算ではAg $1\mu\text{m}$ 標的0度(最大)の場合、11-20 MeV のガンマ線の1ショットでの放出は平均 $d^2\phi_{\gamma}/dkd\Omega = 3 \times 10^5 / \text{MeV} / \text{sr}$ 程度。11-20 MeV で $d\phi_{\gamma}/d\Omega \sim 3 \times 10^6 / \text{sr}$

1 cm^3 の銅ブロックを標的から1mの距離に置くと、立体角 $\Omega = 10^{-4}\text{ sr}$

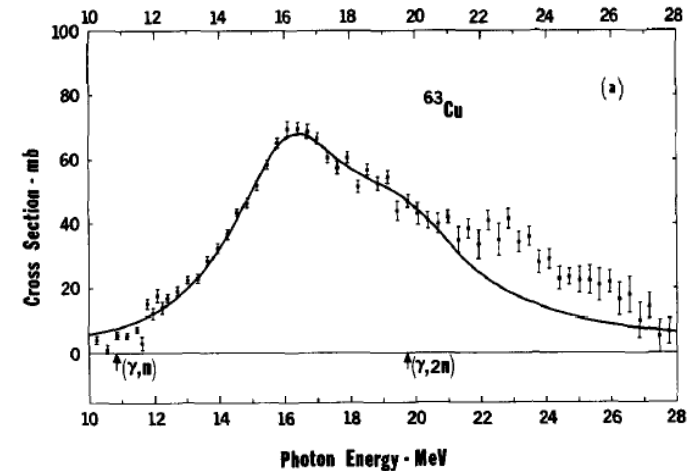
放射化量は

$$d\phi_{\gamma}/d\Omega \times \Omega \times Q_t \times r(^{63}\text{Cu}) \times \sigma_{\text{abs}} = \sim 0.7 \text{ 個/shot}$$

で**測定は困難**。距離を10cmに縮めると 70個/shotとなるが、放射化直後で 0.08 Bqでまだ測定は困難。

上記 Sanatala et al. (NaIにより511keVガンマ線を測定)の検出限界は0.2 Bq。

面積を増やしたり、LaBr₃検出器の ^{79}Br 放射化を利用したりとファクター倍の検出感度向上はあり得るが、全体的にかなり厳しい(Ag標的を厚くしたい)。



QST放射化データに関する考察

QST Al-filter放射化データ

QST榊氏により提供頂いた、2017年に測定されたAl-filterの放射化測定データ。

レーザーパラメータ: $10\text{J}/40\text{fs} = 250\text{TW}$, $3\text{-}5 \times 10^{21} \text{ W}/\text{cm}^2$

レーザー標的 Ag 0.8 μ m

Al-filter は標的から 5.5cm 位置で $6\times6\text{cm}^2$ 、 $13\mu\text{m}$ 厚。立体角 $\Omega\sim 1\text{sr}$

(Agへの照射前にAl-filterを設置、レーザーショットは1回)

レーザーショット照射5分後から、10分おきにHPGeにて放射化スペクトルを9回測定。

HPGeは GEM-35190 (rel.eff.=35%)、標的から1cm。

511 keVは明確に見えており、その半減期は数10分程度。

5.11 keVについて定数b.g.を入れたフィット

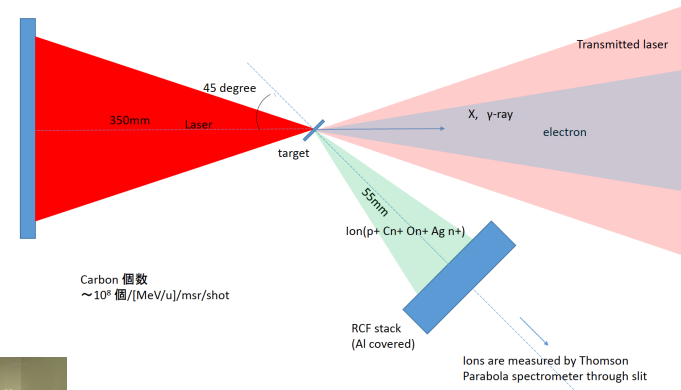
$$a \exp(-t/\tau) + c$$

を行うと

寿命: $\tau=1767\pm462$ sec

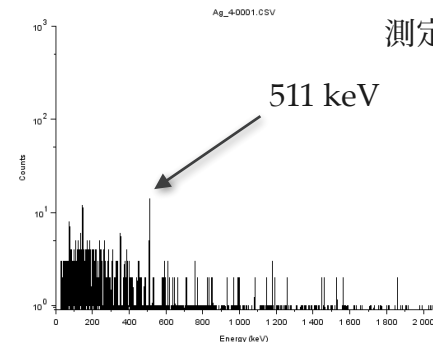
半減期: $t_{1/2} = 1225 \pm 320 \text{ sec}$
 $= 20.4 \pm 5.3 \text{ min}$

セットアップ図:QST西内氏より

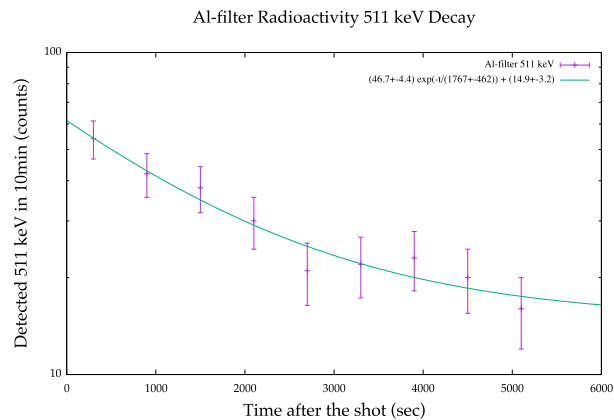
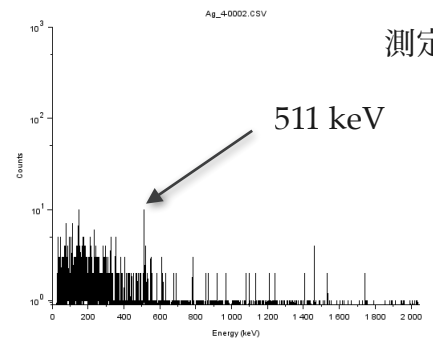


放射化データ:QST榊氏より

測定1



測定2



^{11}C を仮定した生成核数導出

QSTの推測では見えている核種はコンタミ ^{12}C 由来の ^{11}C で半減期 20.364分

(他に半減期が近い β^+ 崩壊核は ^{106}Ag の 23.96分)

以下では ^{11}C を仮定し、生成核数を見積もる。

^{11}C の半減期 $t_{1/2}=1222\text{ sec}$ (寿命 $\tau=1762\text{sec}$)を仮定してフィットすると、

定数 b.g.を含める場合で $a = 46.7 \pm 4.0$ (右上図)。

なお、定数 b.g.を含めないと全然合わない(右下図)。

a は時刻ゼロから10分間に崩壊した数に由来しているので、時刻ゼロでの ^{11}C の数を導出する場合には、10分あたりの崩壊率 $r = 1 - \exp(-600/1762) = 0.29$ の係数で割る必要がある。

^{11}C の511 keV (e^+e^- annihilation) 放出強度は $I=199.534\%$ (NNDC)

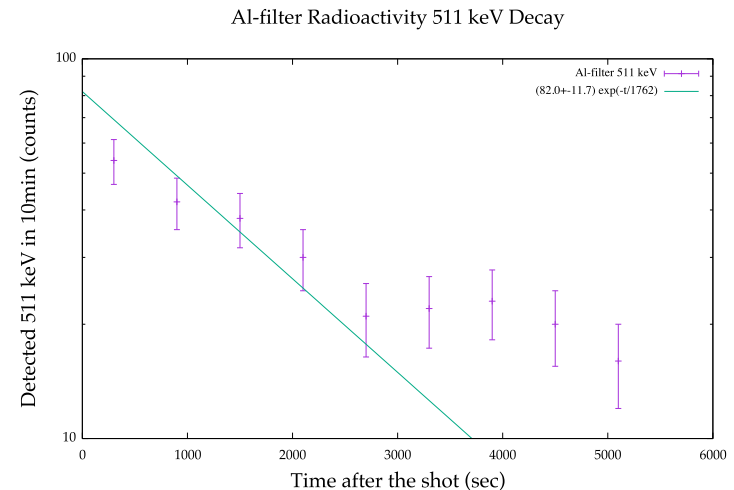
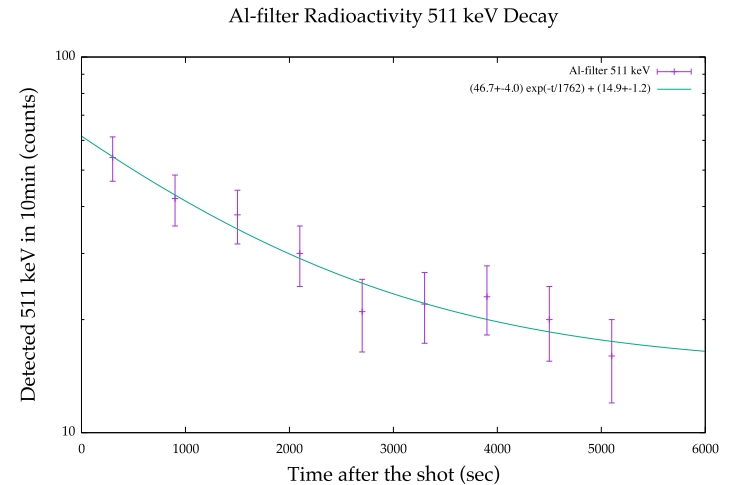
e^+ のannihilationは標的中で起きるとは限らないが、値が不明なのでここでは全て標的中で崩壊したとする。

HPGeの511 keVに対するfull-energy-peak absolute efficiency を $\epsilon=20\%$ とする。(かなり大雑把。geometryから50%以下ではある。)

時刻ゼロでの ^{11}C の数 $N_{^{11}\text{C}}$ は

$$N_{^{11}\text{C}} = a / (r I \epsilon) = 404 \pm 35 \text{ 個}$$

(統計誤差のみ表示)



$^{12}\text{C}(\gamma, n)$ 反応による ^{11}C 生成見積もり

^{11}C が $^{12}\text{C}(\gamma, n)$ 反応で生成されたとして。以下生成量を見積もる。

^{12}C の光吸収断面積は最大 8 mb (右図)。(γ,n)閾値より上では約半分が ^{11}C に崩壊する(残り半分は ^{11}B)。ここでは全て ^{11}C に崩壊したとする。

有意な断面積がある20-32 MeV 領域(幅12MeV)で 8mb の定数の断面積がある場合総面積は $\sigma_{\text{abs}} \Delta E = 8 \times 12 = 96 \text{ mb MeV}$

^{12}C のコンタミがおおよそ $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ あったとする。炭素単体比重1.7で厚さ60nm

^{12}C 標的数は、 $Q_t = 5 \times 10^{17} \text{ atoms}/\text{cm}^2$ 。

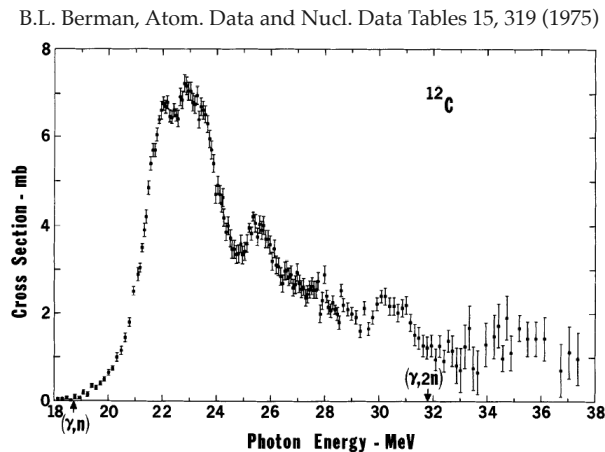
生成される ^{11}C 核数($N_{11\text{C}}$)は、 γ フラックス ϕ_γ (photons/MeV/sr) (定数とする)を用いて

$$N_{11\text{C}} = \phi_\gamma Q_t \sigma_{\text{abs}} \Delta E \Omega$$

$N_{11\text{C}} = 400$ 個を生成するためには、 γ フラックスは最低でも

$$\phi_\gamma = N_{11\text{C}} / (Q_t \sigma_{\text{abs}} \Delta E \Omega) = 8 \times 10^9 \text{ photons/MeV/sr}$$

以上なければならない。この値は、9ページの見積もり図と比べると、Ag-0度の場合との比較でも20-30 MeV領域の値より~5桁大きい。



$^{12}\text{C}(\gamma, n)$ 反応による ^{11}C 生成見積もり

以上の結果から、上記まで計算は下記のどこかに間違いがあると考えられる。

- 電子エネルギースペクトル・角分布の仮定、photon-flux 計算(Bremsを仮定)
- 測定された核種が ^{11}C であるという仮定
- 生成反応が $^{12}\text{C}(\gamma, n)$ であるという仮定、 (γ, n) 反応計算
- ^{12}C 存在量の仮定
- 放射化スペクトルから ^{11}C 生成量への換算

$^{12}\text{C}(\text{p,pn})$ 反応による ^{11}C 生成見積もり

陽子線による $^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{C}$ 生成

$^{12}\text{C}(\text{p,pn})^{11}\text{C}$ 反応の断面積は40MeV以上でデータがある(右図)

中性子分離エネルギー18.7MeVで、Lab系20.3 MeVが反応閾値。

$\text{p}+^{12}\text{C}$ のクーロン障壁(~4.0MeV)は十分超えているので、データの傾向から40MeV以下は閾値までほぼフラットで $\sigma_{\text{ppn}} \sim 90\text{mb}$ と仮定する。

$^{12}\text{C}(\text{p,d})$ 反応(閾値17.9MeV)の断面積は、30 MeV でg.s.生成~20mb程度(右下図)で、(p,pn)より寄与は小さいと考えられる。

^{12}C のコンタミがおよそ $10\mu\text{g}/\text{cm}^2$ あったとする。炭素単体比重1.7で厚さ60nm

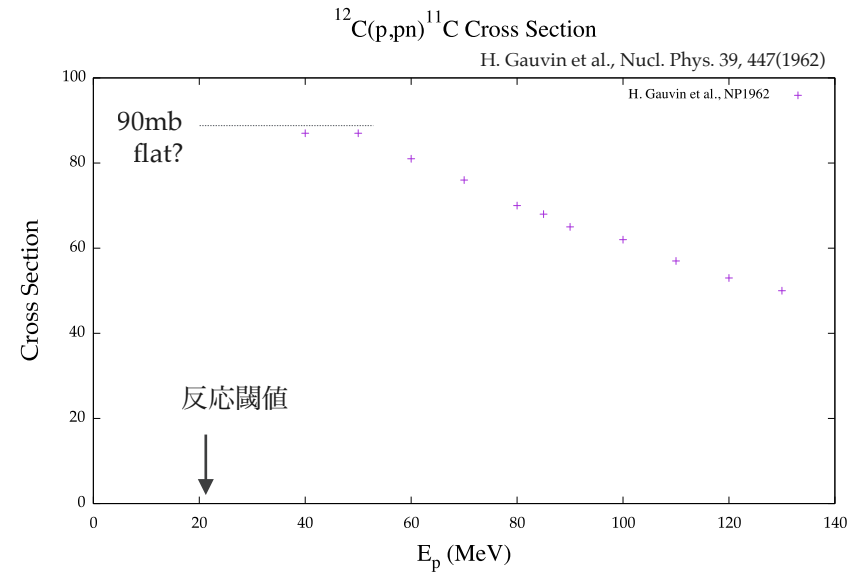
^{12}C 標的数は、 $q_t = 5 \times 10^{17} \text{ atoms}/\text{cm}^2$ 。

陽子線20-30 MeV ($\Delta E = 10 \text{ MeV}$)が $^{12}\text{C}(\text{p,pn})^{11}\text{C}$ 反応を起こしたとすると、 ^{11}C を $N_{^{11}\text{C}} = 400$ 個生成するために必要な陽子線強度 $d\phi_p/dE_p$ (protons/MeV)は

$$d\phi_p/dE_p = N_{^{11}\text{C}} / (q_t \Delta E \sigma_{\text{ppn}}) = 9 \times 10^8 \text{ (protons/MeV)}$$

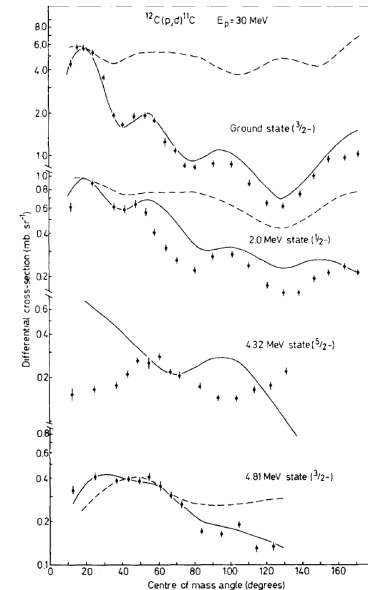
Al-filterが覆う立体角は $\Omega \sim 1\text{sr}$ なので、立体角あたりに換算すると

$$d^2\phi_p/dE_p d\Omega = 9 \times 10^8 \text{ (protons/MeV/sr)}$$



$^{12}\text{C}(\text{p,d})$ 断面積

N.S. Chant et al., Nucl. Phys. A99, 669(1967)



$^{107}\text{Ag}(p,pn)$ 反応による ^{106}Ag 生成見積もり

陽子線による $^{107}\text{Ag} \rightarrow ^{106}\text{Ag}$ 生成

$^{107}\text{Ag}(p,pn)^{106}\text{Ag}$ 反応の断面積は9-23MeVでデータがある(右2図)

^{107}Ag の中性子分離エネルギーは9.5MeVで、Lab系反応閾値もほぼ同じ。

$p+^{107}\text{Ag}$ のクーロン障壁は~12 MeVであり、データのある領域で低エネルギー側に障壁による断面積低下が見られる。

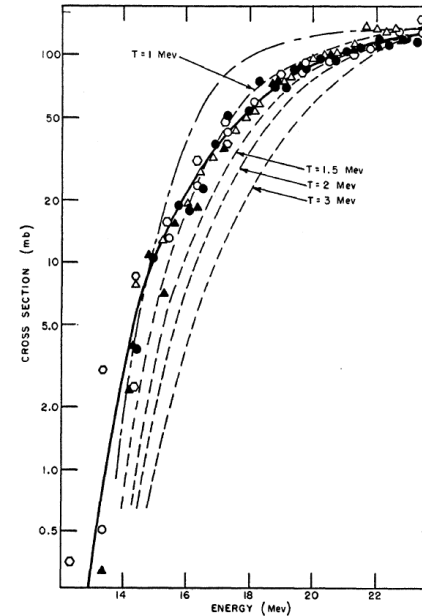
23 MeV以上のデータは見つからないが、しばらくフラットであろう。

Ag-0.8 μm 標的(比重10.5、107.87AMU)中の ^{107}Ag (abundance 51.84%)の量は(標的垂直方向で)、 $Q_t=5 \times 10^{18}$ atoms/cm²。

Ag標的を突き抜けた陽子(20-30MeV)が 10^8 個/MeVあったとすると、生成する ^{106}Ag の数は、

$$10^8 / \text{MeV} \times 10 \text{ MeV} \times 5 \times 10^{18} \text{ atoms/cm}^2 \times 100 \text{ mb} = 500 \text{ 個}$$

B.L. Cohen et al., Phys. Rev. 94, 620(1954)



Kinder et al., Phys. Rev. 114, 322(1959)

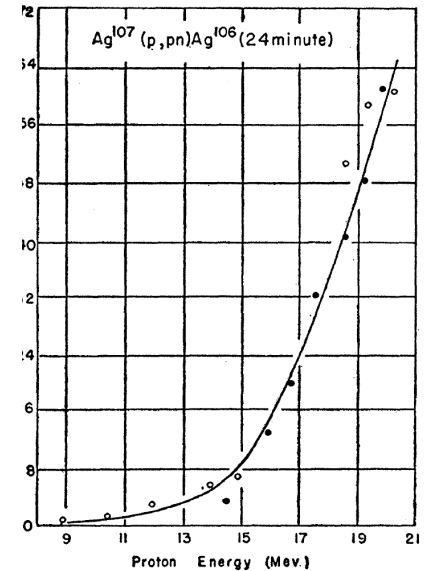


FIG. 3. Excitation function for $\text{Ag}^{107}(p,pn)\text{Ag}^{106}$. See caption for Fig. 1. Only the 24-minute isomer of Ag^{106} was observed. To correct for the other isomer, absolute values should be multiplied by about 1.6 (see reference 17). The theoretical correction for K capture has been applied.

Cross section for 24-minute Ag^{106} . $\circ$ 14-mg/cm² foils; $\bullet$ 56-mg/cm² foils.

ただし、陽子は標的裏面にあるものが裏面に立った電場で加速されると想定されるので、Ag中を通過して励起する過程はジオメトリ的に考えにくい。また q/m の違いから陽子が先に飛ばされるので、加速されたAgが陽子領域を通過する過程も考えにくい(西内氏コメント)。

$^{12}\text{C}(\text{e},\text{en})$ 反応による ^{11}C 生成見積もり

電子線による $^{12}\text{C}(\text{e},\text{en})$

電子散乱による(e,en)反応の主成分は光吸収の場合と同様に巨大双極子共鳴(GDR)のクーロン励起とその中性子放出崩壊である。

電子による原子核のクーロン励起

C.A. Bertulani and G. Baur, Phys. Rep. 163, 299 (1988)

$\xi_e \ll 1$ の場合の近似式

$$\xi_e = \hbar \omega / \gamma^2 m_e v^2, \quad (2.6.2)$$

$$n_{\text{E1}}^{\text{electron}} = \frac{2}{\pi} \alpha \ln \frac{\delta}{\xi_e} = n_{\text{M1}}^{\text{electron}}, \quad (2.6.3a)$$

$$\frac{d\sigma_{\text{E1}}}{dE_\gamma} = \frac{1}{E_\gamma} n_{\text{E1}} \sigma_\gamma^{\text{E1}}. \quad (2.7.11)$$

$$m_e v^2 \sim m_e c^2$$

$$\delta = 0.681 \dots \text{ (pp.304)}$$

右図計算値から、興味のある領域でおよそ $n_{\text{E1}} \sim 0.02$

^{12}C の光吸収断面積最大値は $\sim 7\text{mb}@23\text{ MeV}$ (19ページの図)

電子散乱励起の断面積は

$$d\sigma_{\text{E1}}/dE_\gamma = 0.02 \times 7 \text{ mb} / 23 \text{ MeV} = 6 \times 10^{-3} \text{ mb} / \text{MeV}$$

電子のフラックスが、 $< \sim 10^9 / \text{MeV} / \text{sr} @ > 23 \text{ MeV}$ であるとする(ページ3の図)、 ^{12}C 標の数 $Q_t = 5 \times 10^{17} \text{ atoms} / \text{cm}^2$ (ページ22) の場合、 ^{11}C 生成量は

$$N_{^{11}\text{C}} = 10^9 / \text{MeV} / \text{sr} \times 5 \times 10^{17} \text{ atoms} / \text{cm}^2 \times 6 \times 10^{-3} \text{ mb} / \text{MeV} = 3 \times 10^{-3} \text{ 個 MeV}^{-2} \text{ sr}^{-1}$$

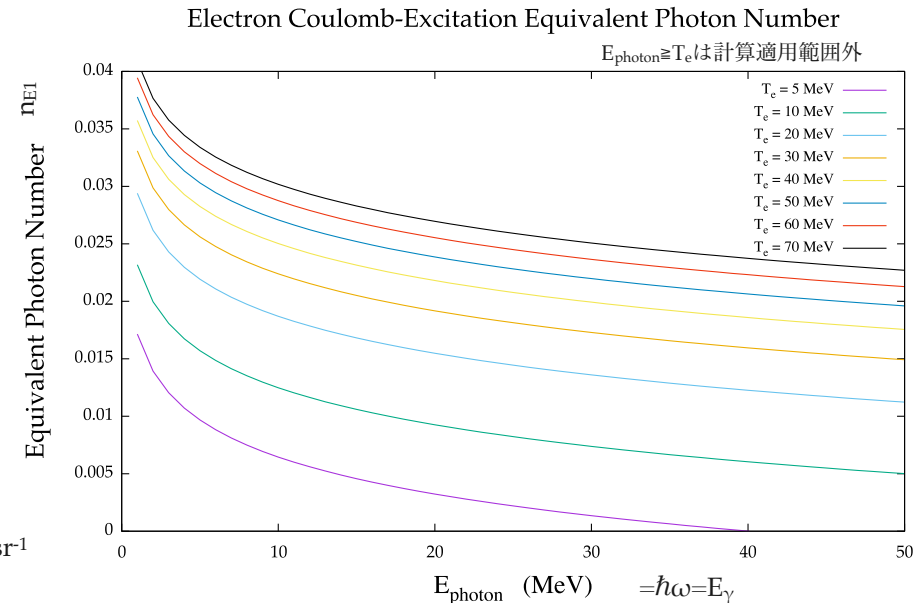
したがって、電子エネルギー23-70 MeV, 励起エネルギー 20-30 MeV で積分しても、1個/sr には到達しない様である。

(かつAlフィルターは45度方向にあるので電子フラックスはこの値より小さいと予想される。)

逆に $N_{^{11}\text{C}}=400$ 個を生成するためには、主に生成に寄与をする電子エネルギー20-40 MeV, 励起エネルギー20-30 MeVの領域で

$$\begin{aligned} d^2\phi_e/dE_e d\Omega &= N_{^{11}\text{C}} / (Q_t \cdot d\sigma_{\text{E1}}/dE_\gamma \cdot \Delta E_e \cdot \Delta E_x \cdot \Omega) = 400 / (5 \times 10^{17} \text{ atoms} / \text{cm}^2 \times 6 \times 10^{-3} \text{ mb} / \text{MeV} \times 20 \text{ MeV} \times 10 \text{ MeV} \times 1 \text{ sr}) \\ &= 7 \times 10^{11} \text{ electrons} / \text{MeV} / \text{sr} \end{aligned}$$

の電子フラックスが必要



^{11}C 生成量見積もりのまとめ

以上を整理すると

- QSTのAl-Filterに生成された核を ^{11}C と仮定した場合、生成量はショット直後で~400個

Al-Filter上の表面 ^{12}C 量として~60nm (比重1.7)を仮定すると、 ^{11}C 核 400個を生成するためには

- $^{12}\text{C}(\gamma, n)$ 反応の場合、 γ フラックス 8×10^9 photons/MeV/sr 以上が必要(@20-30 MeV)
- $^{12}\text{C}(p, pn)$ 反応の場合、陽子フラックス 9×10^8 protons/MeV/sr 以上が必要(@20-30 MeV)
- $^{12}\text{C}(e, en)$ 反応の場合、電子フラックス 7×10^{11} electrons/MeV/sr 以上が必要(@20-40 MeV)

^{106}Ag 生成も似た様なオーダーであるが、放射線がAg標的を通過しなければならないという条件と、生成 ^{107}Ag がレーザーショットにより飛ばされてAl-filterに効率よく捕獲されないといけない、という条件がかかる。