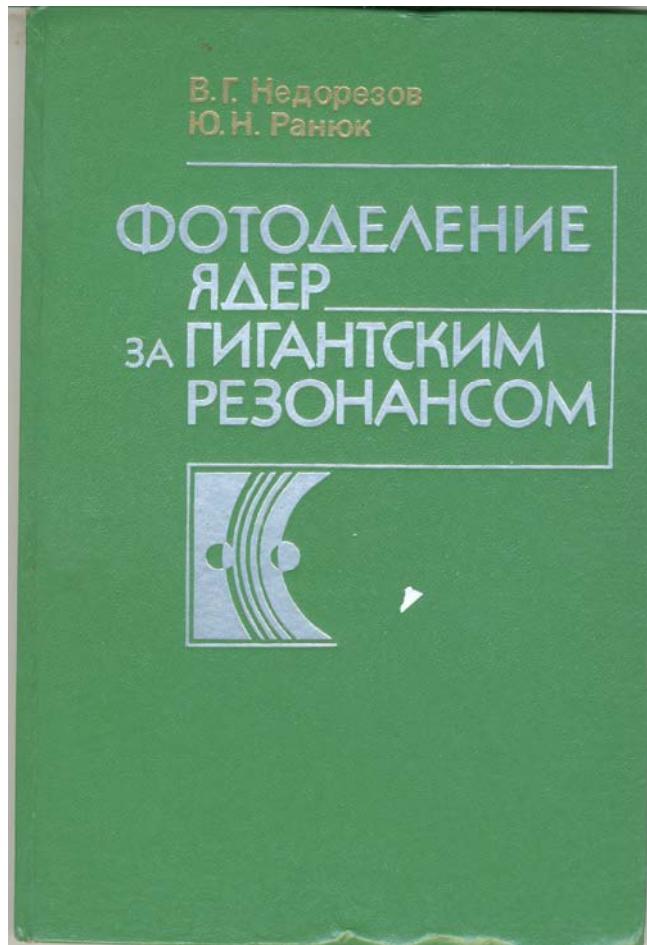


Деление ядер – актинидов фотонами с энергией до 1 ГэВ.



Определения:

Фрагментация

10^{-21} c

Деление

10^{-18} c

Делимость

$$D_f = 1$$

10⁻⁴

1

A

Be

Ag

Th, U,Np, Pu, Am

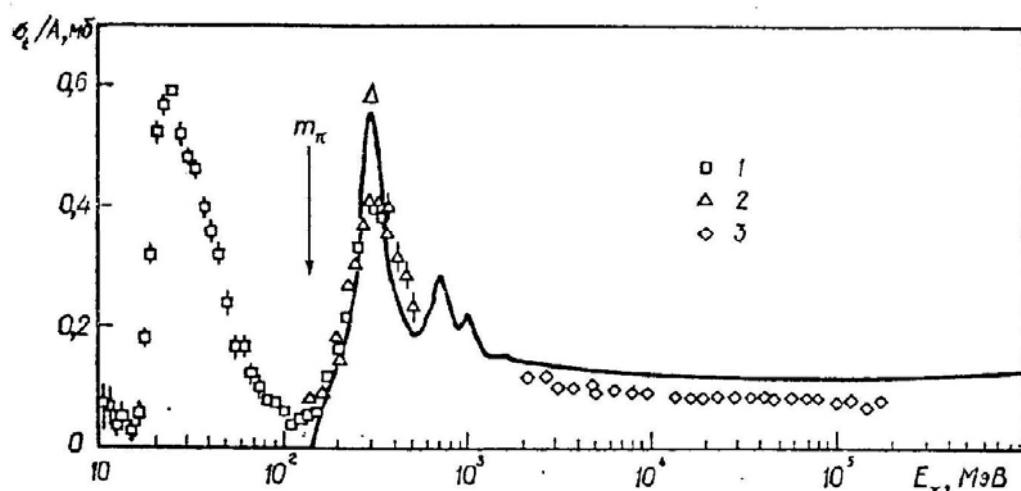
(z ≥ 90)

$$D_f = \sigma_{\gamma f} / \sigma_{tot}$$

Реальные и виртуальные фотоны

*В.Г.Недорезов, Ю.Н.Ранюк.
Фотоделение ядер за гигантским резонансом.
Наукова думка, Київ. 1989 ISBN 5-12-000869-0.*

*Полное сечение фотопоглощения для ядер Be(1), Cu(2) и Pb(3)
в сравнении с полным
сечением
фотопоглощения
на протоне
(сплошная кривая).*



Делимости

2.1.3. Ядра с $Z \geq 90$

Для ядер с $Z \geq 90$, обладающих низким порогом деления ($B_f \simeq 6$ МэВ), сечения фотоделения с увеличением энергии γ -квантов примерно до 20 МэВ и выше становятся близки к полным сечениям фотопоглощения. Согласно статистической модели и многочисленным экспериментальным данным (см., например, [23]) делимость ядер при энергиях возбуждения до 40 МэВ определяется отношением нейтронных (Γ_n) и делительных (Γ_f) ширин

$$D_f(E_\gamma) = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n + \Gamma_f} + \frac{\Gamma_n}{\Gamma'_n + \Gamma'_f} \frac{\Gamma'_f}{\Gamma'_n + \Gamma'_f} + \dots, \quad (2.2)$$

где Γ'_n , Γ'_f — соответственно нейтронные и делительные ширины ядра, образовавшегося после вылета нейтрона. Расчетная зависимость $D_f(E_\gamma)$ для ядер ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np показана на рис. 2.2. В рассматриваемой области относительные нейтронные и делительные ширины для тяжелых ядер практически не зависят от энергии возбуждения [23]. Таким образом, независимо от механизма возбуждения при условии, что вся энергия γ -кванта или значительная ее часть уходит на возбуждение ядра, сечение фотопоглощения очень быстро по мере увеличения энергии фотонов приближается к σ_t :

$$\sigma_{\gamma\gamma}(E_\gamma) = \sigma_{\gamma f} + \sigma_{\gamma nf} + \sigma_{\gamma,2nf} + \dots \quad (2.3)$$

С возрастанием энергии фотонов до нескольких сотен мегазлектрон-вольт делению ядер в заметной степени могут предшествовать распады с испусканием быстрых протонов и делимость может уменьшаться за счет снижения Z^2/A . Оценки, сделанные в работе [21] для ядер ^{238}U и ^{235}U , предсказывают $D_f = 0,7 \div 0,9$ для обоих ядер в зависимости от выбранной модели барьеров деления (при $E_\gamma = 900$ МэВ). Однако детальные расчеты зависимости делимости ядер от энергии фотонов до сих пор не проведены.

Тем не менее очевидно, что из рассматриваемых выше методов определения полных сечений фотопоглощения измерение сечений фотоделения трансурановых ядер дает наиболее близкое к полному сечению значение, поскольку процесс деления для этих ядер имеет минимальный порог по энергии воз-

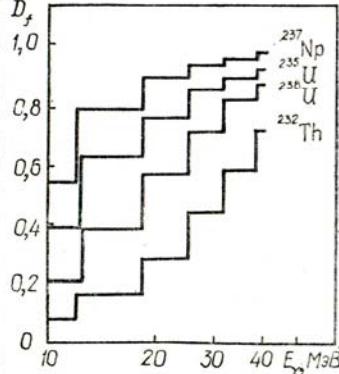


Рис. 2.2. Зависимость делимости разных ядер от энергии возбуждения. Расчет по статистической модели.

Каскадно-испарительная модель

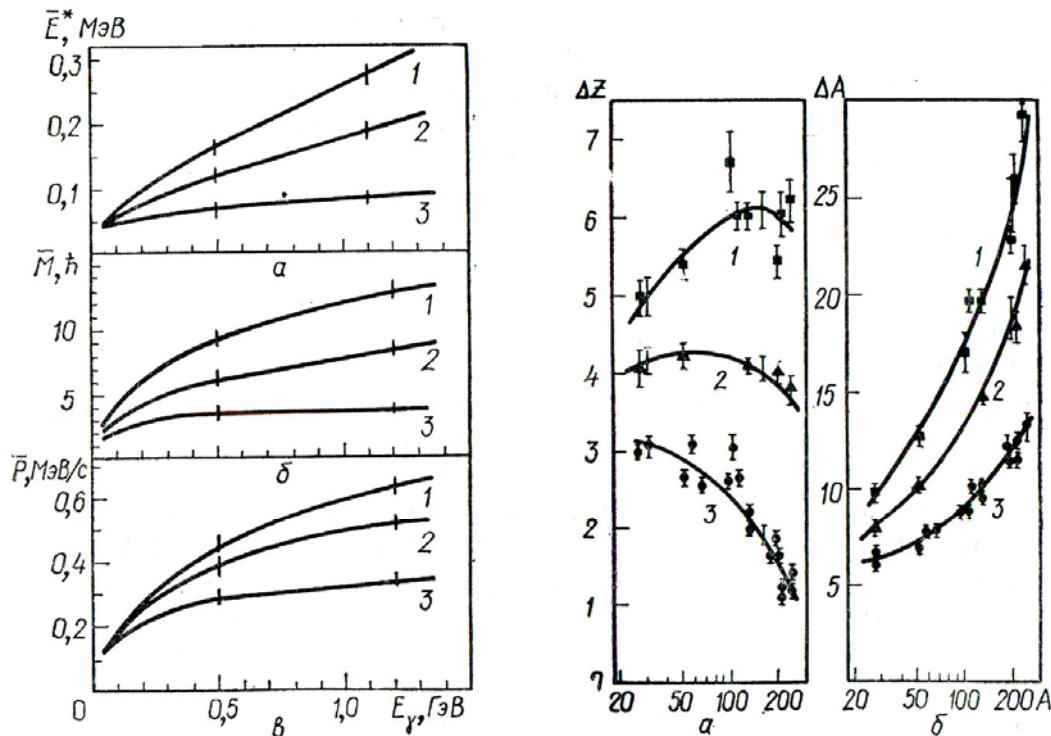


Рис. 3.8. Средние энергии возбуждения \bar{E}^* (а), угловые моменты \bar{M} (\hbar) (б) и импульсы \bar{P} (в) для ядер, образовавшихся после окончания каскада в ядрах-мишениях урана (1), рутения (2) и алюминия (3) [63].

Рис. 3.9. Среднее значение изменения заряда ΔZ (а), массового числа ΔA (б) как функция массы ядра для трех энергий E_γ (1 — 1; 2 — 0,6; 3 — 0,3 ГэВ) [63]. Точки — результат расчета, кривые проведены по точкам визуально.

Массы осколков

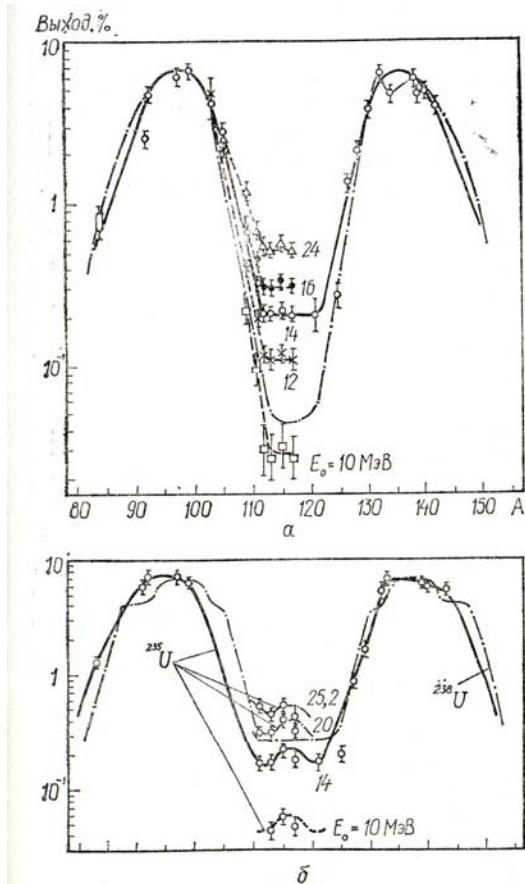


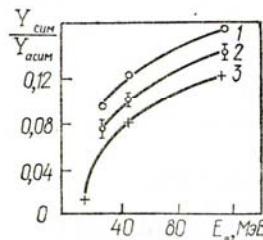
Рис. 3.28. Распределение масс осколков фотоделения ядер ^{237}Np (а) и ^{235}U , ^{238}U (б) при различных максимальных энергиях тормозного спектра примерно от 10 до 15 МэВ [141, 142].

Рис. 3.29. Отношение выходов осколков симметричного и асимметричного делений для различных энергий электронов [143, 144]:

1 — ^{235}U (e , f); 2 — ^{238}U (e , f); 3 — $\text{U}(\gamma, f)$.

колков деления ядер ^{235}U и ^{238}U при энергиях фотонов $E_{\gamma_{\max}} \simeq 25$ МэВ (рис. 3.28). Видно, что с увеличением энергии фотонов вклад симметричной компоненты резко возрастает. Аналогичная зависимость у ядер ^{237}Np .

В реакциях под действием электронов основные результаты получены Шоттером [143, 144] и Ашенбахом с сотрудниками [120, 145]. В первой работе для регистрации осколков использованы полупроводниковые поверхностно барьерные детекторы, во второй — диэлектрические трековые детекторы, при этом применена зависимость диаметра треков от массы осколков. В первом случае разреше-



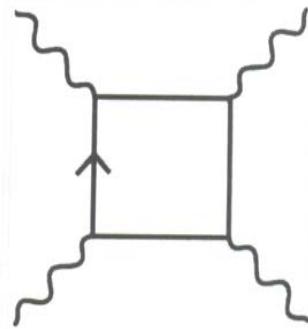
Новые задачи:
Нелинейные эффекты КЭД в фотоядерных процессах
Многофотонные обмены.

Фото- и электроделение ядер – актинидов ($Z\alpha \sim 1$)

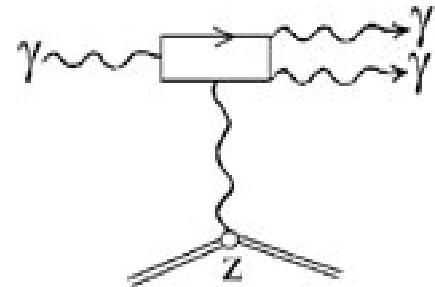
Электромагнитная диссоциация релятивистских ядер :
максимальные ЕМ поля в лабораторных условиях

Фемтосекундный лазер : релятивистские ЕМ поля

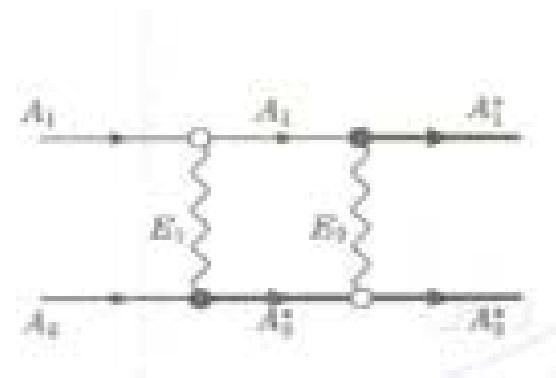
Нелинейные эффекты КЭД в фотоядерных процессах (ядра – актиниды)



Delbrück



Photon splitting



Coulomb scattering

Дельбрюковское рассеяние

Материал из Википедии — свободной энциклопедии

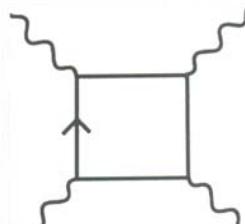
Дельбрюковское рассеяние, рассеяние Дельбрюка — рассеяние фотонов на виртуальных фотоах сильного электромагнитного поля (например, на кулоновском поле ядра). Это первый из предсказанных нелинейных эффектов квантовой электродинамики. Дельбрюковское рассеяние, в отличие от комптоновского, не меняет энергии фотона в системе отчёта, в которой векторный потенциал поля в точке рассеяния равен нулю. Дельбрюковское рассеяние может происходить как с сохранением, так и с инверсией спина фотона.

Содержание

- 1 Механизм
- 2 Сечение рассеяния
- 3 История
- 4 См. также
- 5 Примечания
- 6 Литература

Механизм

Виртуальный фотон поля (снизу слева) порождает электрон-позитронную пару (левая и нижняя стороны квадрата). Падающий фотон рассеивается на одном из лептонов, после чего тот аннигилирует со своей античастицей, порождая виртуальный фотон.



Сечение рассеяния

Для фотонов небольших энергий ($\hbar\omega \ll m_e c^2$) сечение рассеяния с сохранением спина^[1]:

$$d\sigma_{++} = d\sigma_{--} = 1,004 \cdot 10^{-3} (Z\alpha)^4 r_0^2 \cos^4(\vartheta/2) d\Omega$$

а сечение рассеяния с инверсией спина:

$$d\sigma_{+-} = d\sigma_{-+} = 3,81 \cdot 10^{-4} (Z\alpha)^4 r_0^2 \sin^4(\vartheta/2) d\Omega$$

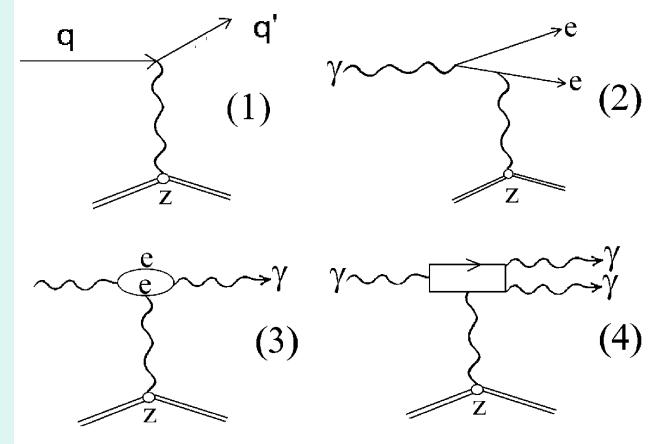
где ϑ — угол рассеяния фотона, Z — зарядовое число атома, $d\Omega$ — элемент телесного угла, $r_0 = e^2 / 4\pi\epsilon_0 m_e c^2$ — классический радиус электрона.

Photo and electronuclear processes

The differential cross section of Delbrück scattering for unpolarized photons is given by [4]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (Z\alpha)^4 r_0^2 \{|A^{++}|^2 + |A^{+-}|^2\},$$

where r_0 is the classical electron radius, A^{++} and A^{+-} are non-helicity-flip and helicity-flip amplitudes.



Delbrück scattering, Photon splitting in the nuclear field

[Akhmadaliev, G.Y. Kezerashvili, S.G. Klimenko e.a. Phys.Rev.Lett. 89:061802, 2002.]

Virtual photon spectrum Plane wave Born approximation

λl – multipolarity, $\alpha = 1/137$

C_L - structure function:

$$C_L = 2(E_e - E_\gamma)/E_e \text{ for } \lambda l = E1,$$

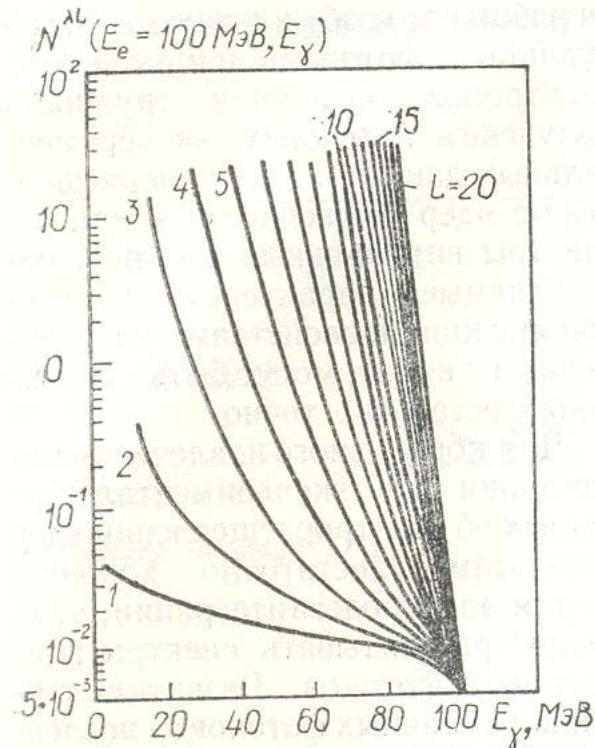
$$C_L = 0 \text{ for } \lambda l = M1,$$

$$C_L = 8/3 [(E_e - E_\gamma)/E_e]^2 \text{ for } \lambda l = E2,$$

C_L depends also on the nuclear size and charge.

[В.Г.Недорезов, Ю.Н.Ранюк. Фотоделение ядер за гигантским резонансом]. Гл.1. «Наукова думка» (1989).]

Z=92



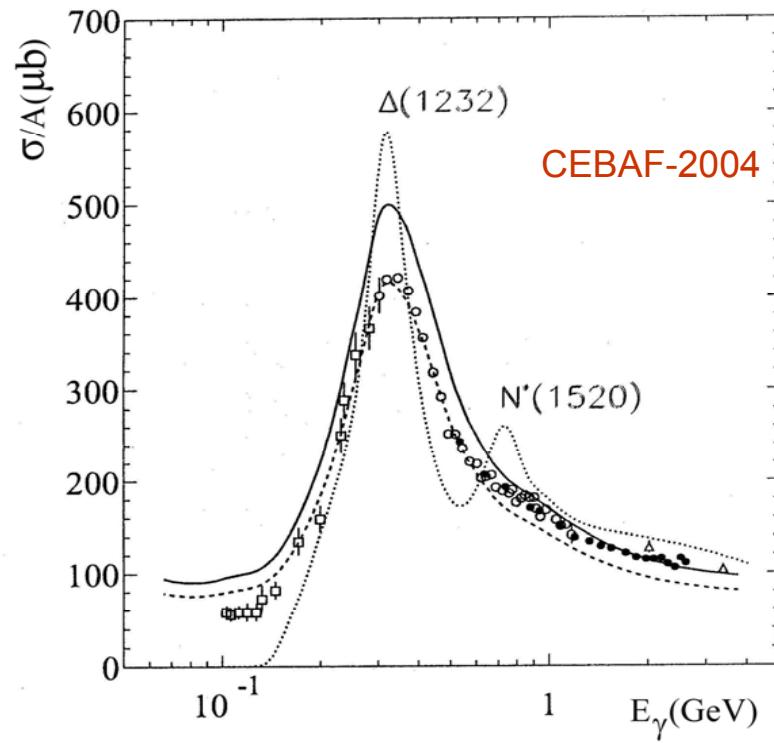
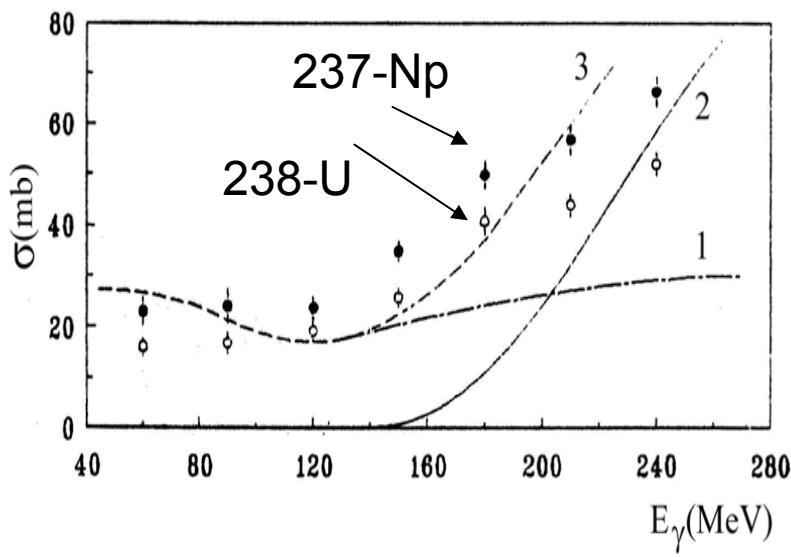
$$N^{\lambda l}(E_e = E_e, E_\gamma) = \frac{\alpha}{\pi} \left\{ \left[1 + \left(\frac{E_e - E_\gamma}{E_e} \right)^2 \right] x \ln \frac{2E_e(E_e - m_e)}{m_e E_e} - C_L \right\}$$

EXPERIMENT ROKK

Total photoabsorption of actinide nuclei

A.A.Kazakov, G.Ya.Kezerashvili, L.E.Lazareva, V.G.Nedorezov, A.N.Skrinsky, A.S.Sudov,
G/M/Tumaikin, Yu.M.Shatunov.JETF Lett..10 (1984) 445.

$$\sigma_{\gamma A} = Z \sigma_{\gamma P} + N \sigma_{\gamma N}$$



Photofission of actinide nuclei with low energy and momentum transfer

Inelastic Compton scattering ?

Inelastic e+e- pair production ?

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА
JOURNAL OF NUCLEAR PHYSICS
т. 55, вып. 10, 1992

© 1992 г. ИВАНОВ Д.И., КЕЗЕРАШВИЛИ Г.Я.¹,
НЕДОРЕЗОВ В.Г., СУДОВ А.С., ТУРИНГЕ А.А.²

СИММЕТРИЧНОЕ И АСИММЕТРИЧНОЕ ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР ^{238}U И ^{235}U МЕЧЕНЫМИ ФОТОНАМИ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ

ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ РАН

(Поступила в редакцию 31 марта 1992 г.)

На пучке тормозных фотонов с энергией $E_{\gamma}^{max} = 2 \text{ ГэВ}$, меченых в диапазоне $E_{\gamma} = 60 \div 240 \text{ МэВ}$, на накопителе электронов ВЭПП-3 ИЯФ СО РАН измерена вероятность симметричного (S) и асимметричного (A) деления ядер ^{238}U и ^{235}U . Показано, что отношение S/A , измеренное во всем тормозном спектре, составляет $(32 \pm 2)\%$ и $(20 \pm 1)\%$ для ядер ^{238}U и ^{235}U соответственно, а устредненное по диапазону энергий $E_{\gamma} = 60 \div 240 \text{ МэВ}$ равно $(43 \pm 4)\%$ и $(44 \pm 3)\%$ соответственно. Это означает, по-видимому, что при средних энергиях фотонов, соответствующих квазидейтронному механизму фотопоглощения и фоторождению пионов в области Δ -резонанса, большая часть ядер делится из низковозбужденных состояний, образующихся после прохождения внутриядерного каскада.

^{235}U fission: $S/A = 0.4$ at $E_{\gamma} = 60 \text{ — } 240 \text{ MeV}$

Coincidence experiment:
Fission fragments + high energy particle in forward direction

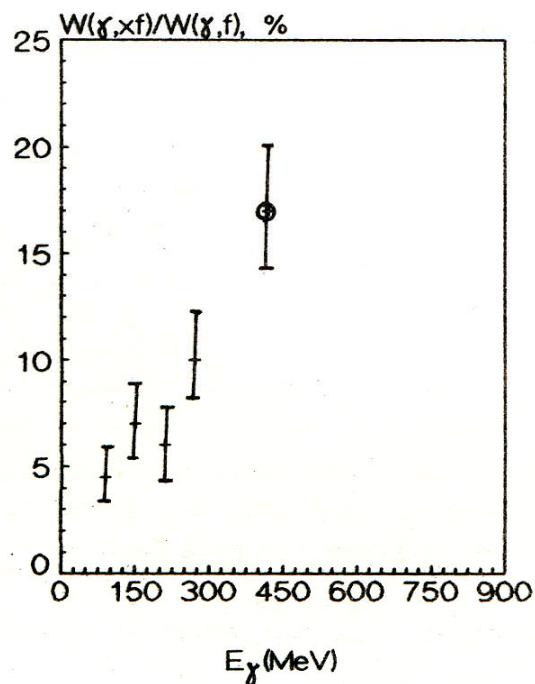
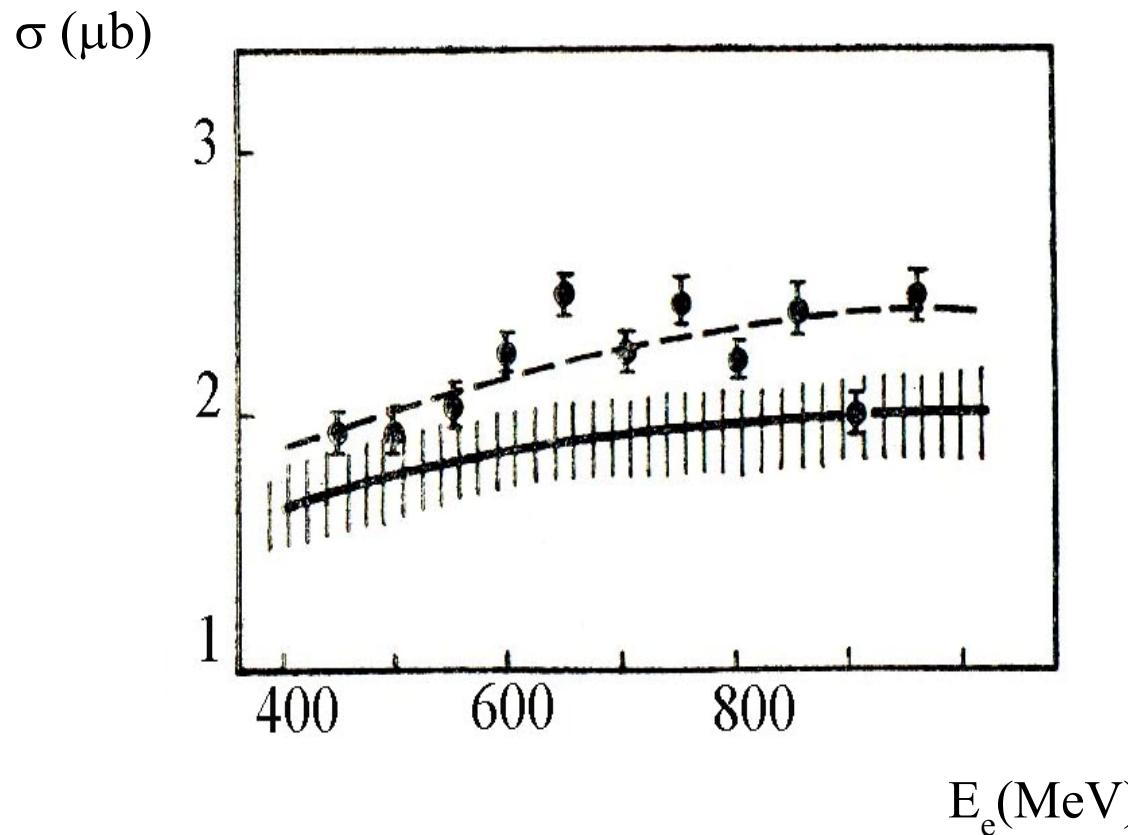


Fig. 4. Probability of the (γ,xf) reaction relatively to the total fission yield (γ,f) as function of the tagged photon energy averaged over ^{238}U and ^{237}Np nuclei. One point () corresponds to the Compton back scattered photons measurements at VEPP-4 [5].

Cross section of the reaction ^{243}Am (e, n) $^{242\text{mf}}\text{Am}$ [1].
Points are the experimental result, dotted line - the result of approximation.
The solid curve shows the contribution of the dipole resonance
with estimated errors.



1. V.L.Kuznetsov, L.E.Lazareva, V.G.Nedorezov e.a. Nucl.Phys. A381 (1982) 1439.

Electrofission of actinide nuclei Shape Isomers

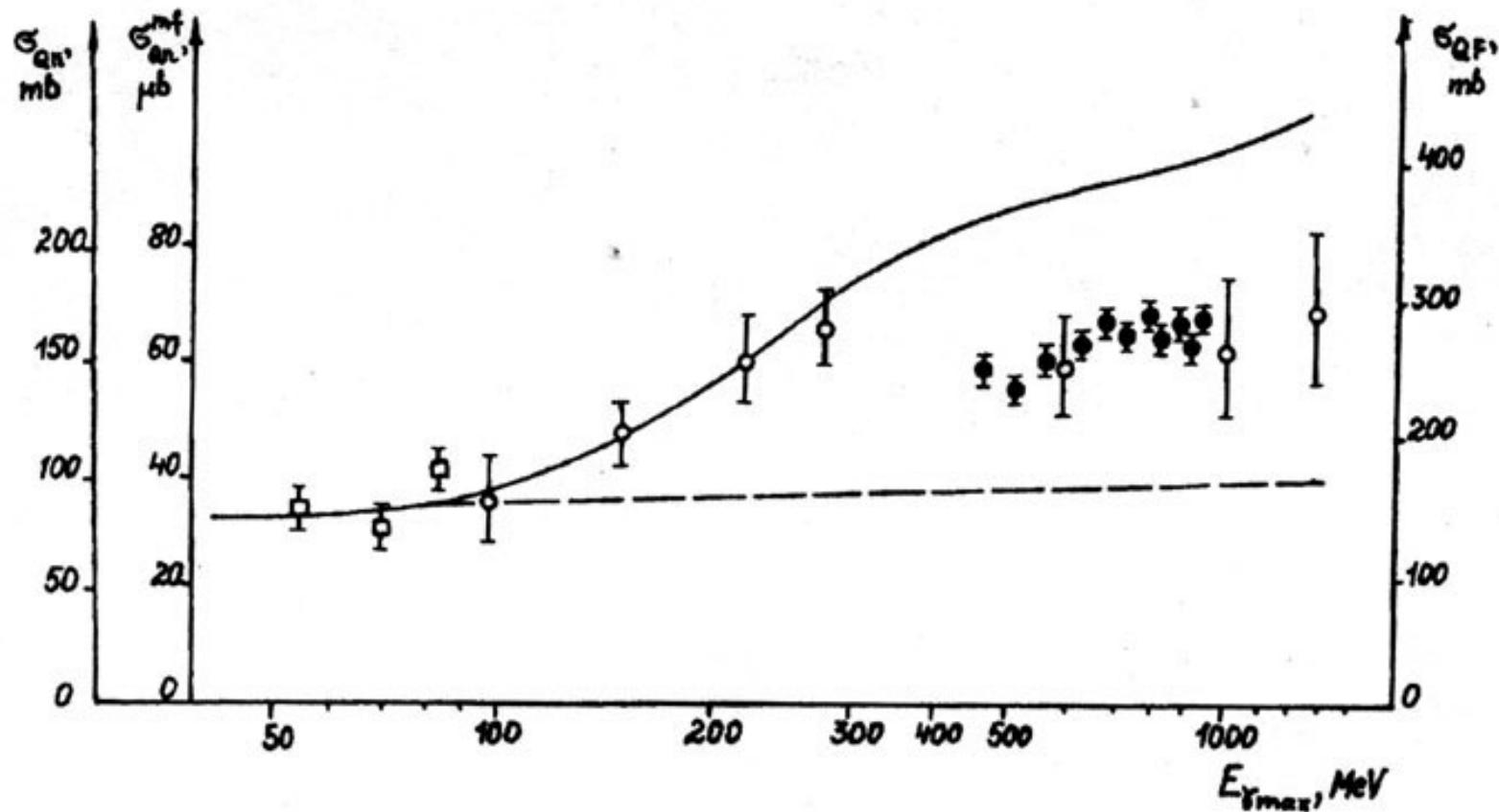
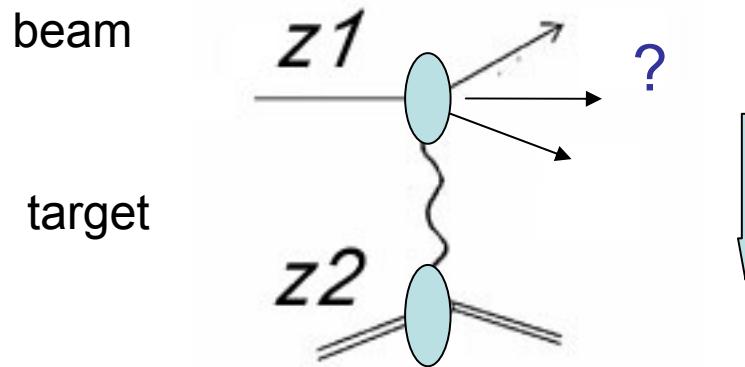


Фото- и электроделение ядер актинидов: Старые нерешенные проблемы

Вклад процессов с малой передачей энергии и импульса как для реальных, так и виртуальных фотонов

Спектр виртуальных фотонов в инклюзивных сечениях рассеяния электронов

EM dissociation Multi-photon exchanges



$$b > b_{\min} = R_i + R_t \text{ (incident + target)}$$

Virtual photon flux

$$F = \frac{Z^2 \alpha}{\pi^2 b^2} \frac{1}{\omega}$$

Virtual photon spectrum (integrated over b), $Z = Z_t$

$$\frac{dn(\omega)}{d\omega} \approx \frac{z^2 \alpha}{\pi} \frac{1}{\omega} f\left(\frac{\omega b_{\min}}{\gamma}\right)$$

[X.Artru e.a. PL 40B (1972) 43]

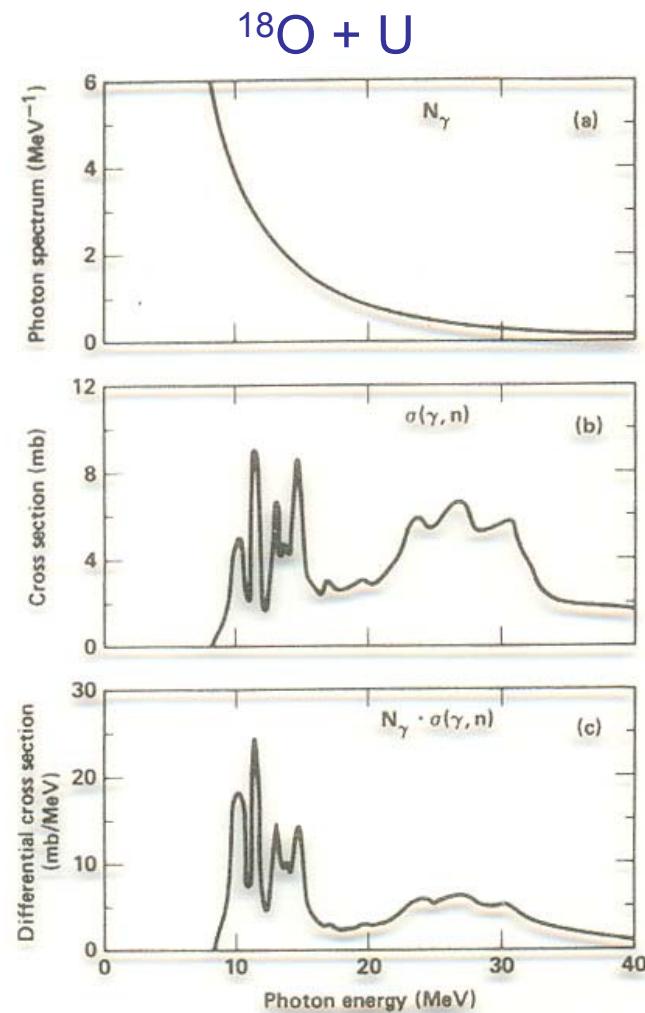
EM dissociation Experiment

Photoneutron and photofission reactions

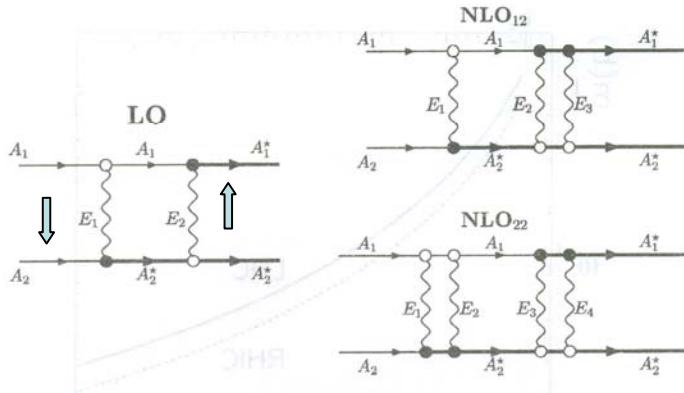
^{18}O (1.7 GeV/n) +
Be, C, AL, Ti, Cu, Sn, W, Pb, U

[D.E.Greiner, B.L.Berman e.a.
Phys.Rev. C24 (1981) 4, 1529.]

S.M.Polikanov e.a. , preprint GSI
(1980).
EM - Photofission of 238-U at 1 GeV.

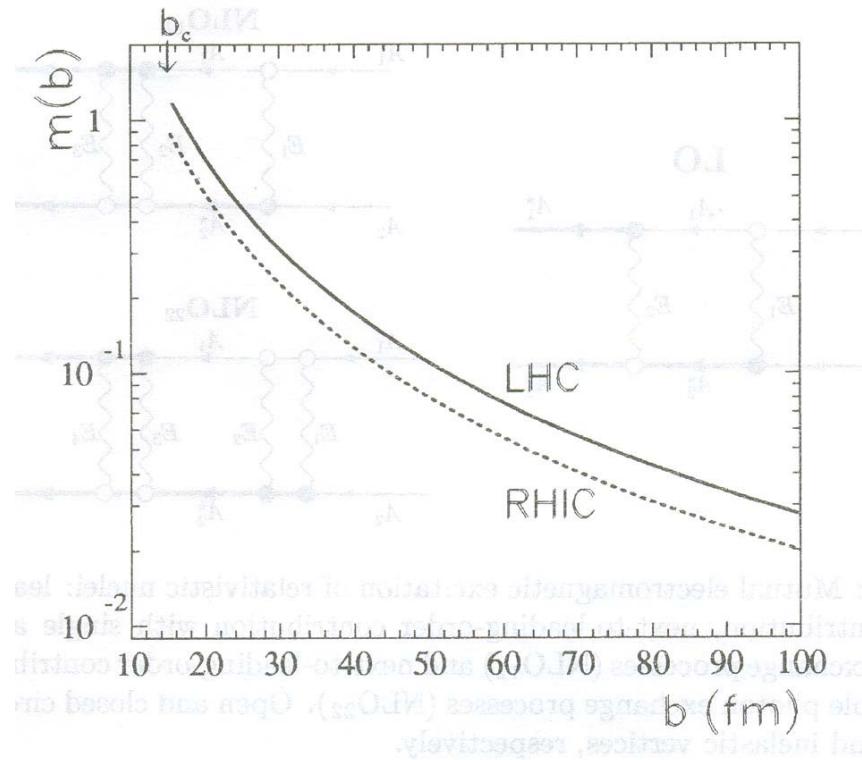


Average number of virtual photons in Au + Au (RHIC) и Pb + Pb (LHC)



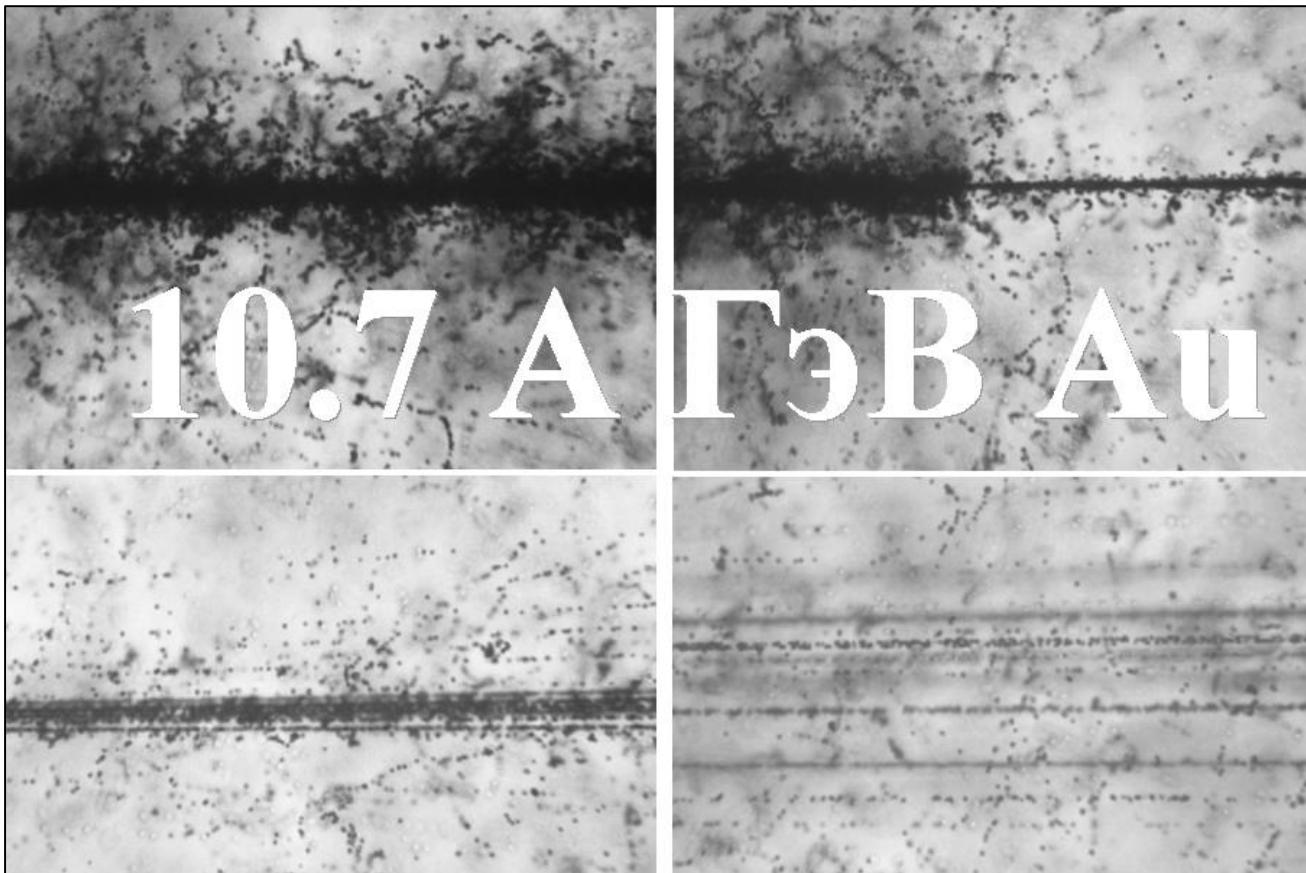
$$\sigma_s^{ED}(\text{LO}) = 2\pi \int_{b_c}^{\infty} b db P_s(b) = 2\pi \int_{b_c}^{\infty} b db m_{A_2}(b) e^{-m_{A_2}(b)},$$

$$\sigma_s^{ED}(\text{NLO}_2) = 2\pi \int_{b_c}^{\infty} b db \frac{m_{A_2}^2(b)}{2} e^{-m_{A_2}(b)}.$$



b – impact parameter
LO – leading order

Multi-fragmentation Multi-photon exchange? In contradiction with experiments with real photons

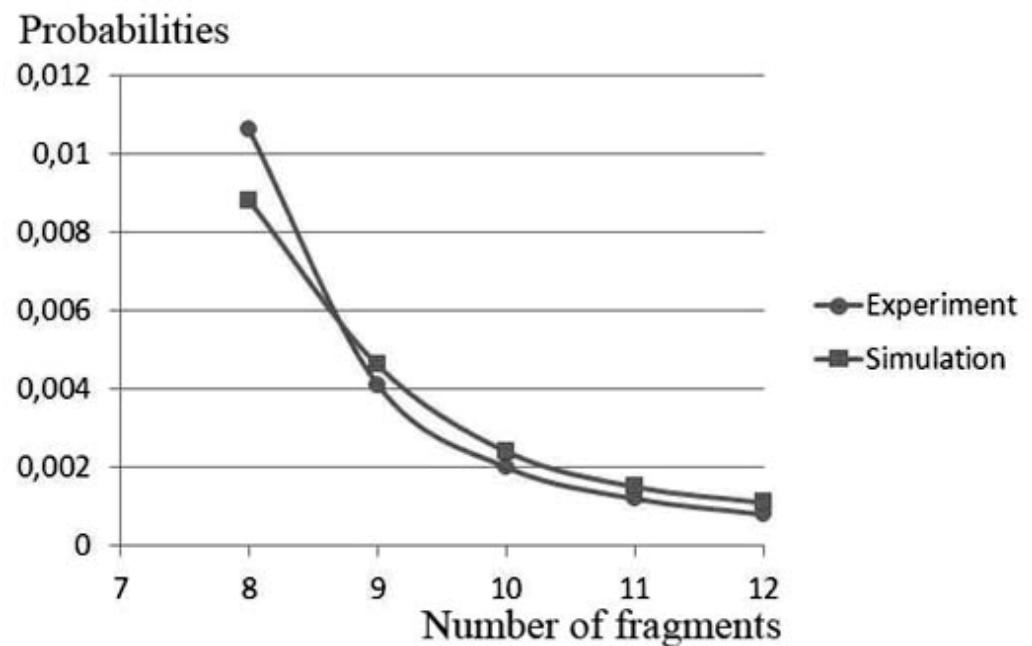


P.Zarubin, EMAX-2009

Поиск мультифрагментации ядер на пучках фотонов, электронов, протонов

*Probability of ^{12}C decay
into a given number of
fragments following the
absorption of a 700-1500
MeV photon.*

[V.Nedorezov, I.Pshenichnov,
A.Turunge, Nucleus – 2013]



Relativistic electromagnetic fields produced by femtosecond laser

Mourou G., Tajima T., Bulanov S.V. // Review of Modern Physics. 2006. V.78. P.309-371

Time duration — to 10^{-15} s (femtosecond)

Wave packet length — to $10 \mu\text{m}$ (10 waves)

Pulse energy - to 100 J (10^{20} eV), power - to 10^{15} Wt (petawatt).

Focus on radius of $10 \mu\text{m}$ provides $W = 10^{20} \text{ Wt/cm}^2$

Electric field strength $E = 10^{12} \text{ V/cm}$

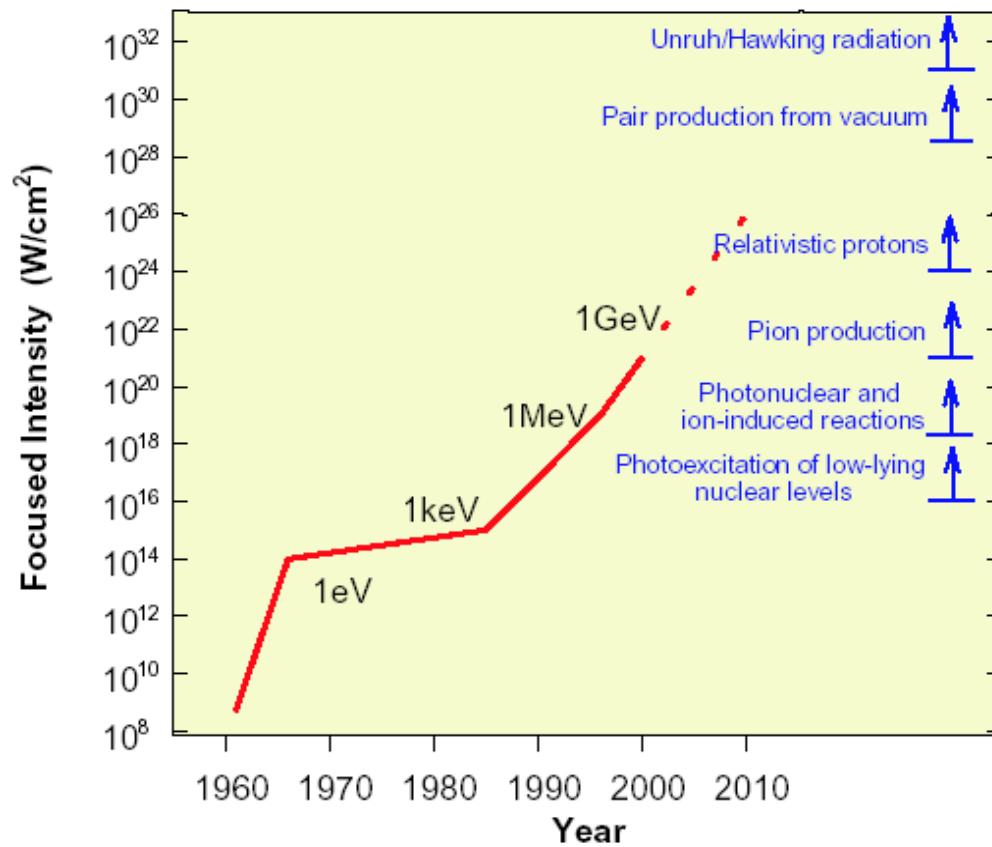
(For comparison: in the hydrogen field $E = 10^9 \text{ B/cm}$, at mica breakdown - 10^6 B/cm)

At $E \sim 10^{11} \text{ V/cm}$, respectively $W \sim 10^{18} \text{ BT/cm}^2$ ($\lambda = 1 \mu\text{m}$) electron is accelerated to relativistic velocity being closed to the light one. Therefore such field is defined as the relativistic one .

Nuclear processes initiated by femtosecond laser

A.B.Andreev, B.M.Gordienko, A.B.Savel'ev. Quantum electromnics 31,11. 2001, 941-956

At present time the electron beams above 1 GeV and proton and ion beams above 50 MeV /n are available



J.Sentoku, V.Y.Bychenkov e.a. High energy ion generation in interaction of short laser pulse with high density plasma Appl.Phys.B 74 (2002) 207-216.

New generation neutron sources

Isotope production

Nuclear physics

Relativistic ion beams

Astrophysics simulations

Solar temperature is of 13,5 Million degree
(1 eV)

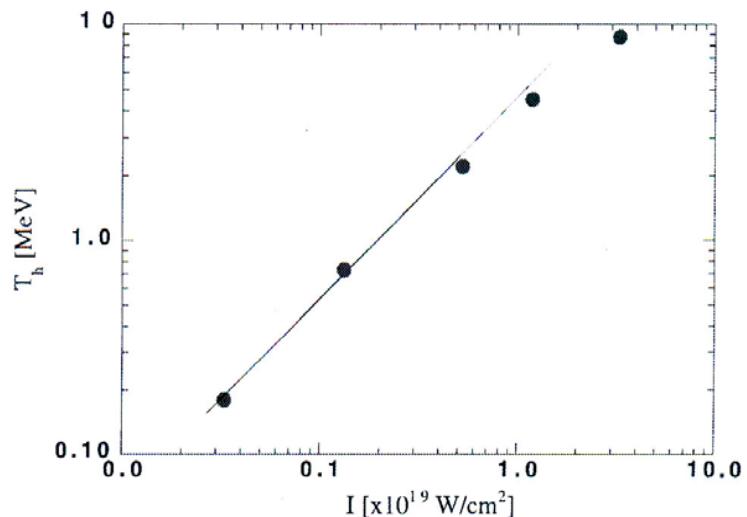


FIGURE 6 Hot-electron temperature at the solid plasma surface versus the laser intensity at 80 fs

Laser facility ILC MSU (Lomonosov University)

Reaction chamber

$\lambda = 800 \text{ nm}$,
 $t = 50 \text{ fs}$,
 $f = 10 \text{ Hz}$,
 $E = 50 \text{ mJ}$,
 $D = 4 \mu\text{m}$.

$P = 10^{19} \text{ Wt/cm}^2$,
respectively $E_e \sim 1 \text{ MeV}$.

Target — Pb



New photonuclear methods based on femtosecond lasers

K.A. Ivanov¹, S.A. Shulyapov¹, A.V. Rusakov², A.A. Turinge², A.V. Brantov³, A.B. Savel'ev¹, R.M. Djilkibaev², V.G. Nedorezov², D.S. Uryupina¹, R.V. Volkov¹, V.Yu. Bychenkov³

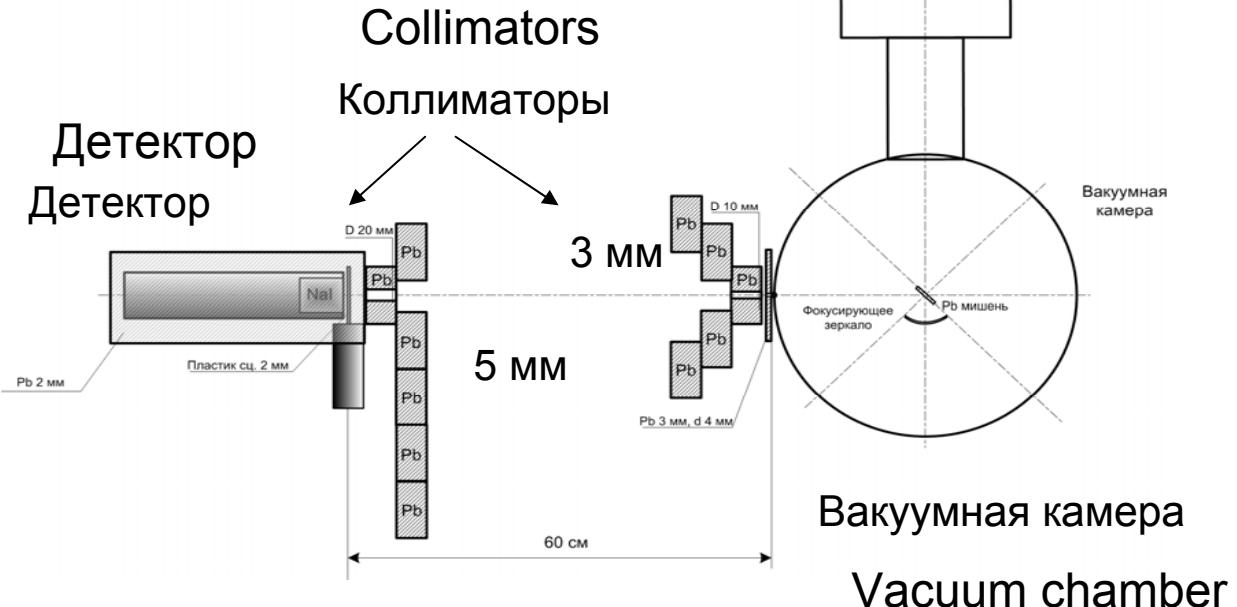
¹ ILC MSU,² INR RAS, ³ FIAN

Cherenkov readings (2012) FIAN, Moscow

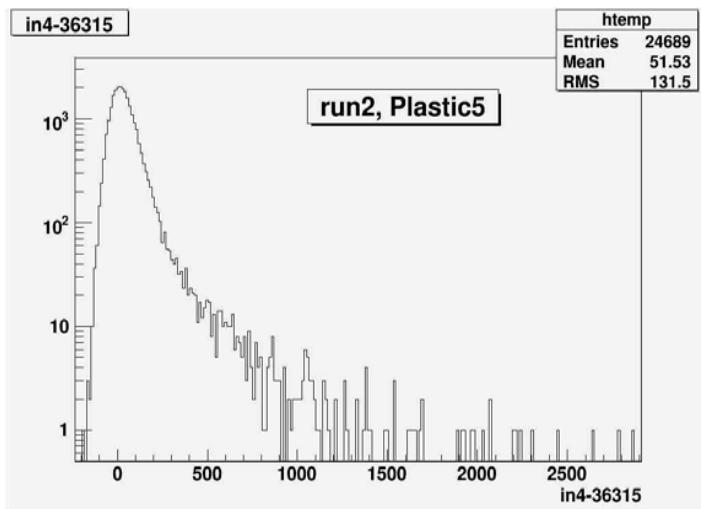
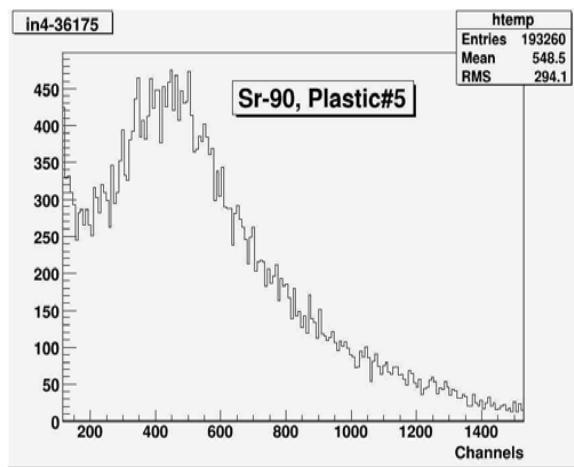
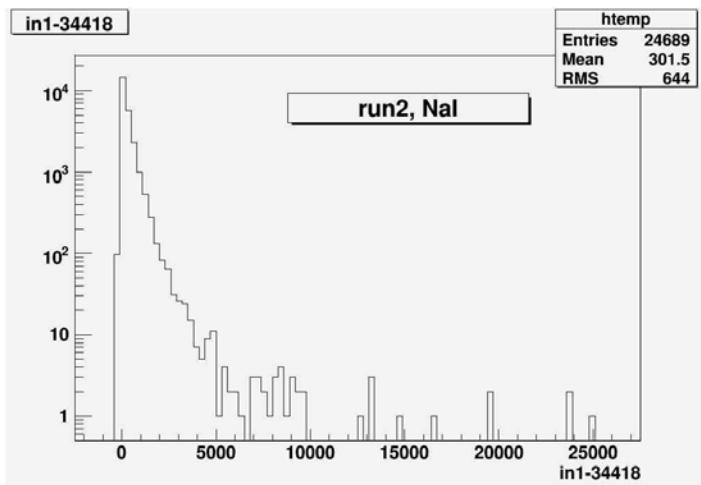
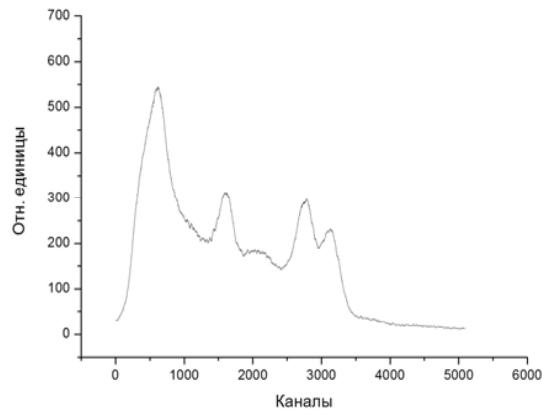
Detector $\Delta E - E$:

6 mm plastic scintill

PMT — FE



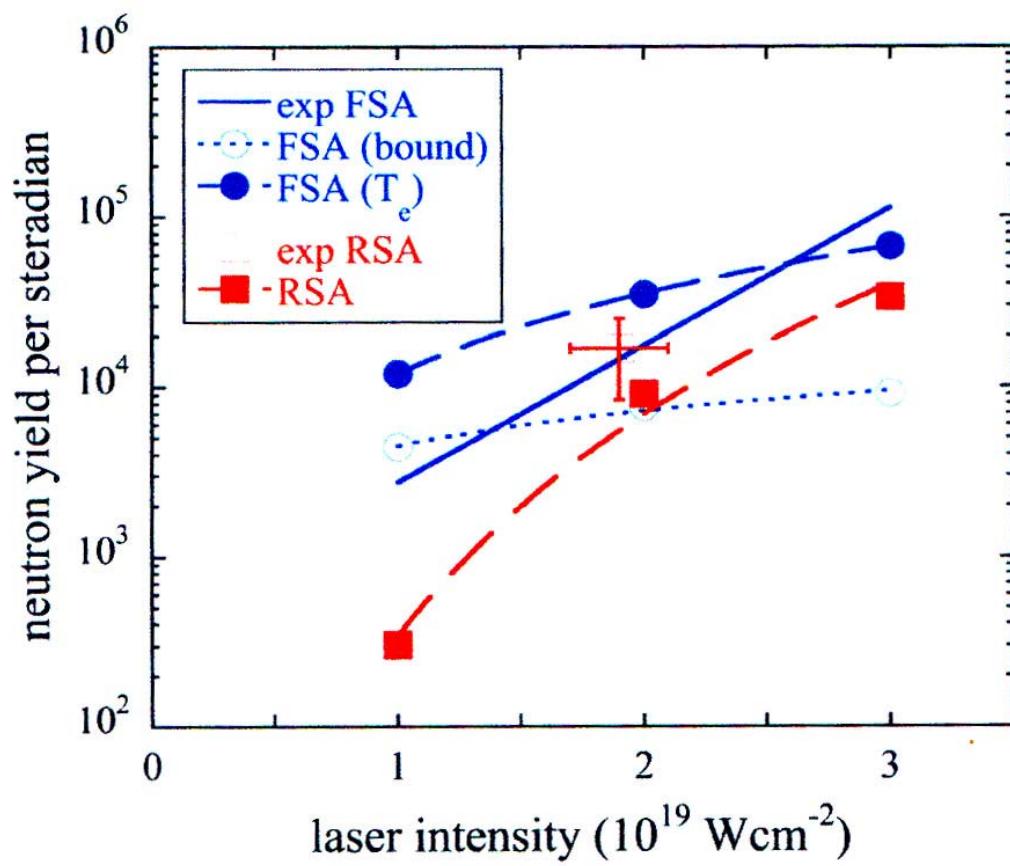
Experimental results: ΔE -E spectra for electrons and gammas with energy up to 5 MeV



Neutron source



[L.Willingale e.a. Phys.of Plasma 19 (2011) 083106]



Заключение

Можно ли в рамках КЭД описать разные процессы:

- Фотоделение ядер – актинидов
- ЕМ диссоциация,
- Фотоядерные процессы под действием фемтосекундного лазера?

Что такое процессы с малой передачей энергии и импульса?

Как оценить поправки на искажение волны, спектр виртуальных фотонов.

- Что такое фотон в трехмерном пространстве?