

Kvantumos jelenségek lézertérben



Atomfizika

Benedict Mihály SZTE
Elméleti Fizikai Tanszék



SZÉCHENYI TERV

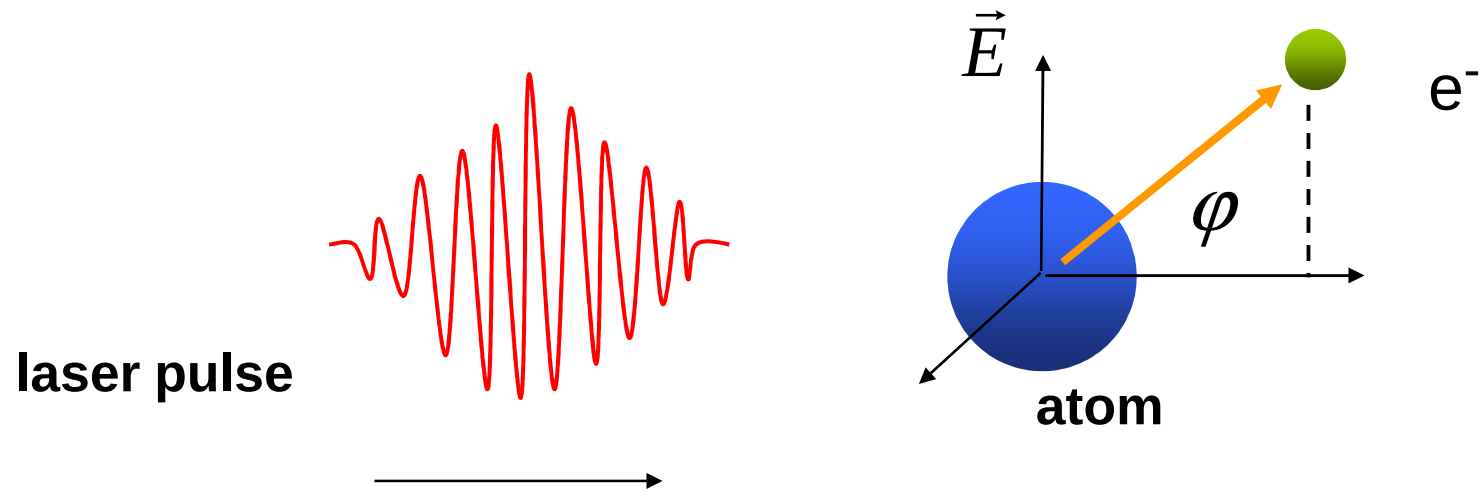
Az előadást támogatta a TÁMOP-4.2.1/B-09/1/KONV-2010-0005 sz. „Kutatóegyetemi Kiválósági Központ létrehozása a Szegedi Tudományegyetemen” c. projekt, amely az EU támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósul meg

Mérések által szolgáltatott eredményeket akarunk értelmezni, kiszámolni;
új jelenségeket jósolni

- Az erős tér által atomokból (molekulákból) kiszakított elektronok impulzuseloszlása, energia-eloszlása
- Az erős tér által kiszakított majd újra befogott elektronok gyorsuló mozgása során keletkező elektromágneses mező tulajdonságainak vizsgálata
HHG (High Harmonic Generation)
- erős és rövid fényimpulzusok által szilárd anyagban generált áramok tulajdonságai
- atommagok és „elemi” részecskék és intenzív mező kölcsönhatásában végbemenő folyamatok

A használt kvantummechanikai számítási módszerek vázolása
és néhány elvi kérdés tisztázása

Ionizáció



$$\tau = 10 \text{ fs}$$

$$\lambda = 400 - 800 \text{ nm}$$

$$I \sim 2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$$

A fényintenzitás

$$\mathcal{I} = \frac{1}{2} \epsilon_0 E_0^2 c \text{ [} W/cm^2 \text{]}$$

$$\phi = \frac{\mathcal{I}}{\hbar \omega} \text{ foton/s/cm}^2$$

Atomi térerősség H atom n főkvantumszámú pályáján (Bohr)

$$E_n = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e_0}{a_0^2} \frac{1}{n^4} = 5 \times 10^9 V/cm \frac{1}{n^4}$$

$$\mathcal{I}_a(n = 1) = 3,5 \times 10^{16} W/cm^2$$

$$\mathcal{I}_a(n = 2) = 1,37 \times 10^{14} W/cm^2$$

"Gyöngé" tér: $\mathcal{I} < \mathcal{I}_a(n = 2)$

Sokfotonos ionizáció: perturbatív közelítés:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = (H_0 + K(t)) |\Psi(t)\rangle \quad K(t) = -\mathbf{D}\mathbf{E}(t)$$

Időegységre eső átmeneti valószínűség

$$W_{if}^{(n)} = 2\pi \left(\frac{2\pi\alpha\phi\omega}{e|_0^2} \right)^n |T_{i\rightarrow f}^{(n)}|^2 \delta(\omega_f - (\omega_i + n\omega))$$

α : finomstruktúra állandó

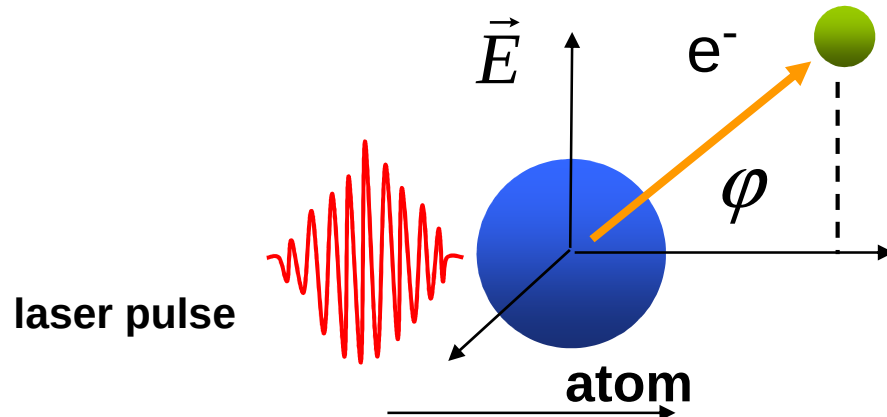
ϕ : fotonszám fluxus

$$n = 1 \quad T_{i\rightarrow f}^{(1)} = \langle f | \mathbf{D} | i \rangle$$

$$n \geq 2 \quad T_{i\rightarrow f}^{(n)} = \langle f | \mathbf{D} G[\omega_i + (n-1)\omega] \times \mathbf{D} G[\omega_i + (n-2)\omega] \times \dots \mathbf{D} G[\omega_i + \omega] \mathbf{D} | i \rangle$$

$$G[\omega] = \sum_j \frac{|j\rangle\langle j|}{\omega - \omega_j + i\Gamma_j/2}$$

Küszöb fölötti ionizáció Above-threshold-ionization (ATI)



$$\tau = 10 \text{ fs}$$

$$\lambda = 400 - 800 \text{ nm}$$

$$I \sim 2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$$

Agostini et al. 1979

P. Kruit et al. PRA 1983

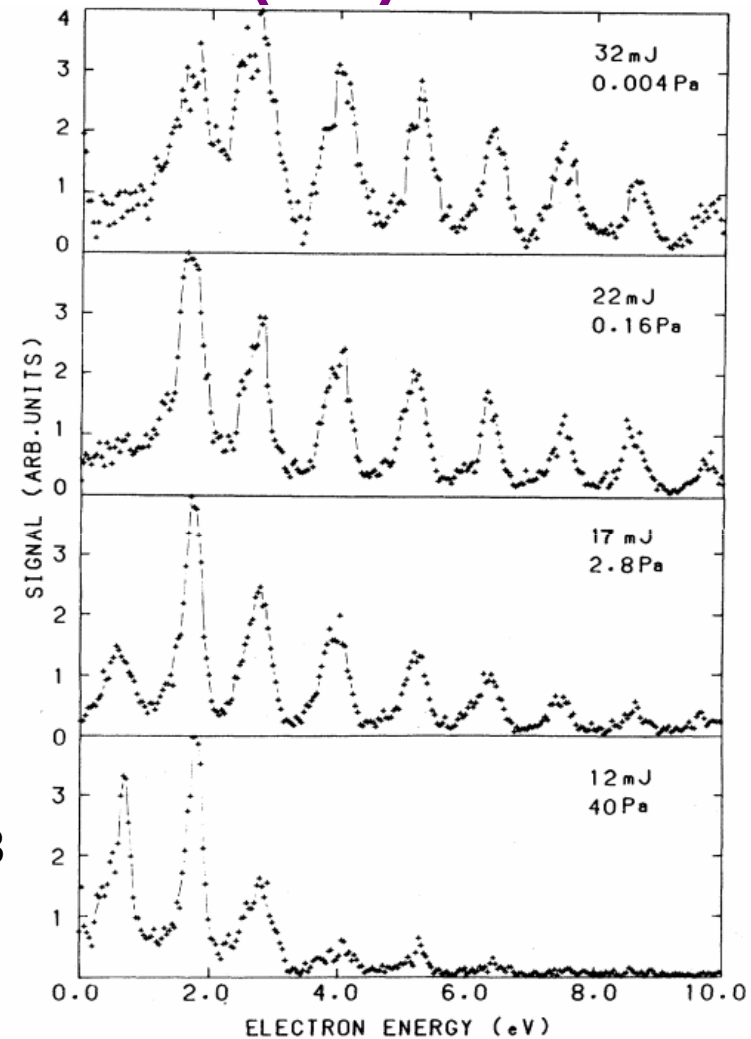
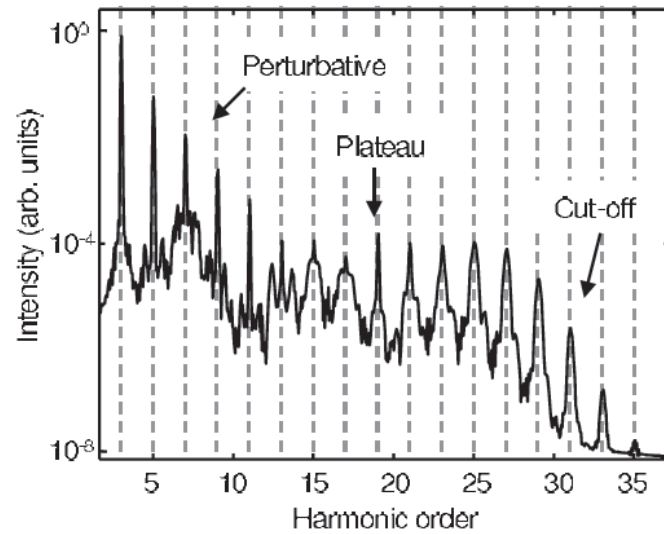


FIG. 3. Electron spectra from multiphoton ionization of xenon at 1064-nm. The vertical scales are normalized. The pulse energy F and pressure at which each spectrum is taken is given in the figure. In the spectrum at 0.004 Pa, the background has been subtracted. The estimated intensity is $F(\text{mJ}) \times 2.10^{12} \text{ W/cm}^2$.



McPherson... C. Rhodes 1987

M. Ferray, A. L'Hullilier et al. 1988
plato

1. A simulated harmonic spectrum generated in argon using a laser
of peak intensity $1.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$.



Anne L'Hullilier



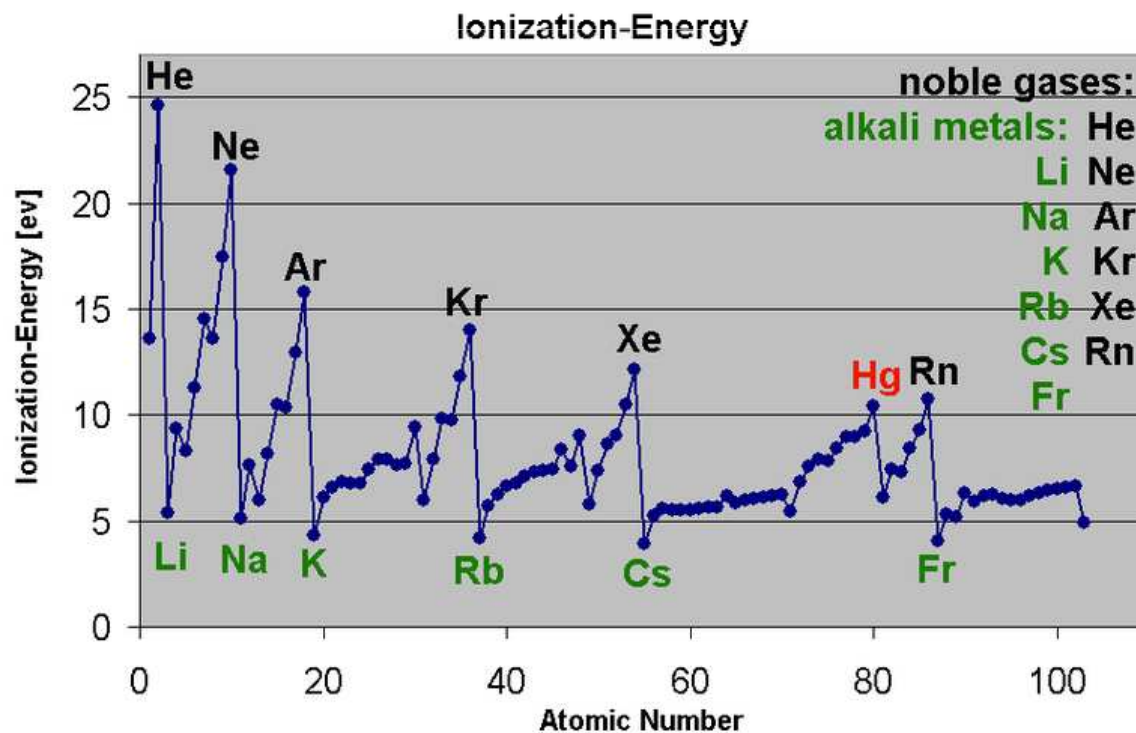
Lézerhatás erőssége: ponderomotoros potenciál: U_P

Töltés klasszikus mozgása külső monokromatikus térben:

$$m\ddot{x} = eE_0 \sin \omega t$$

$$\overline{\frac{1}{2}m\dot{x}^2} = \frac{1}{2} \frac{e^2 E_0^2}{m\omega^2} \overline{\cos^2 \omega t} = \frac{e^2 E_0^2}{4m\omega^2} =: U_P$$

Atomtörzs hatásának erőssége, I_P . Ionizációs energia(potenciál)

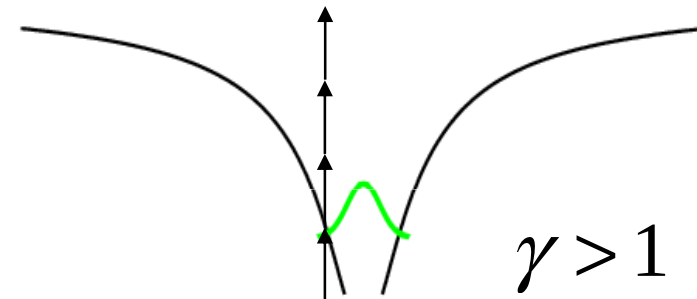


Két nemlineáris effektus

Tunnel ionizáció



Sokfotonos és küszöb
fölötti ionizáció
(ATI)



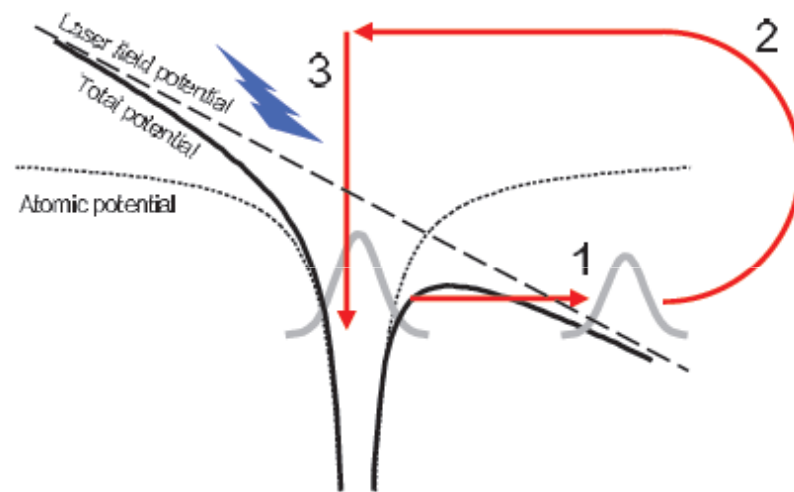
Keldysh parameter, Келдыш 1964

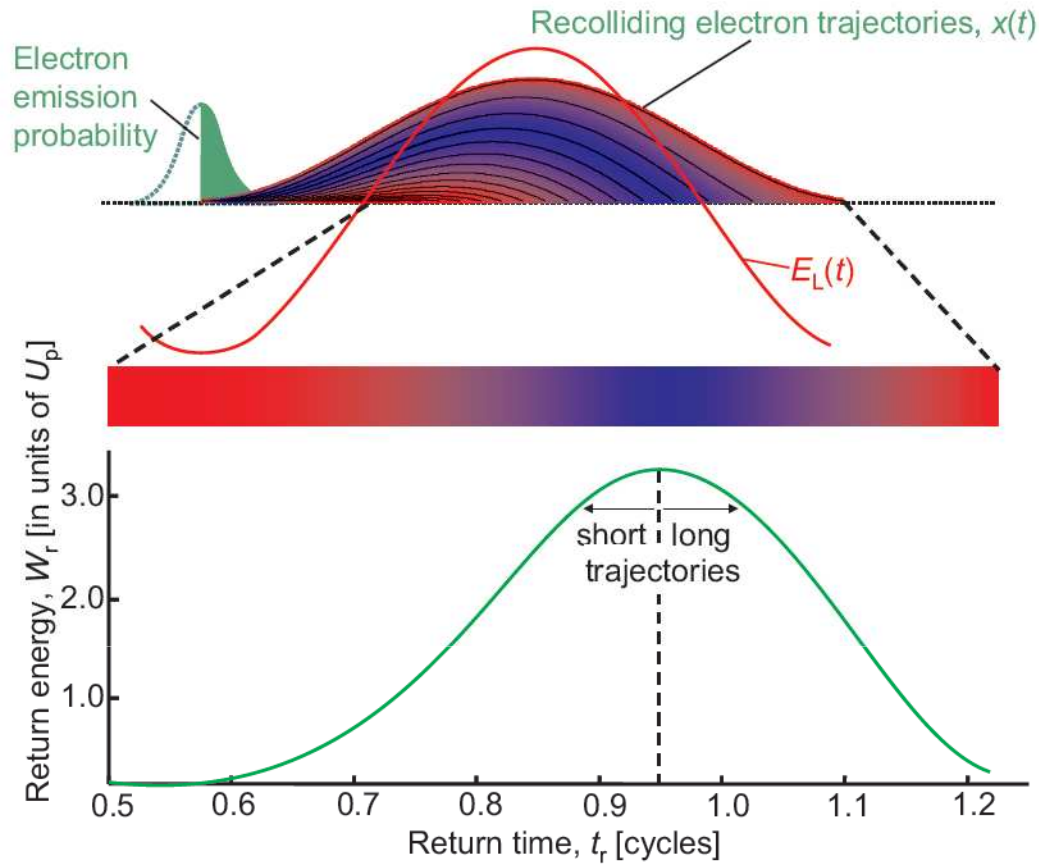
$$\gamma = \sqrt{\frac{I_P}{2U_P}} = \frac{\sqrt{m_e} \omega \sqrt{I_P}}{e_0 E_0}$$

Keldysh, Faisal, Reiss

Keldysh L. V. $\neq$ Keldysh M. V

HHG klasszikus magyarázata: (Corkum, Kulander et al.)





$$m\ddot{x} = e_0 E_0 \sin \omega t \quad x(t_i) = 0, \dot{x}(t_i) = 0$$

$$x(t) = -\frac{e_0 E_0}{m\omega^2} \{ \sin \omega t - \sin \omega t_i - \omega(t - t_i) \cos \omega(t - t_i) \}$$

Varjú K. et al. American Journal of Physics Vol. 77, p. 389 (2009),

Varjú K. et al. Laser Physics 15, 88 (2005)

Nemrelativisztikus Hamilton operátor: SAE közelítés.

$$H = \frac{1}{2m} (\mathbf{P} - e_0 \mathbf{A}(\mathbf{R}, t))^2 + V(\mathbf{R}) + e_0 \Phi(\mathbf{R}, t)$$

itt $e_0 = -|e_0|$ Gauss féle CGS: $\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A}/c$, $\mathbf{B} \rightarrow \mathbf{B}/c = \mathbf{H}/c$

Nemrelativisztikus: $\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$ ahol: $B = E/c \rightarrow \mathbf{B} = 0$



Elektromos dipól közelítés: A mező helyfüggése elhanyagolható, mert a hullámhossz jóval nagyobb mint az atomi méret.

$$\mathbf{B}(t) = \mathbf{0}, \quad \mathbf{E}(t) = -\dot{\mathbf{A}} - \nabla \Phi$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{R}, t) = \mathbf{A}(t), \quad \Phi(\mathbf{R}, t) \propto \mathbf{R} \cdot \mathbf{F}(t)$$

$$\downarrow$$
$$\nabla \mathbf{A} = \mathbf{0} \quad \text{Coulomb mérték}$$

A mérték további finomítása:

$$H = \frac{1}{2m} (\mathbf{P} - e_0 \mathbf{A}(t))^2 + V(\mathbf{R}) + e_0 \Phi$$

a) Velocity gauge (V), $\mathbf{P} \mathbf{A} : \Phi_V = 0, \quad \mathbf{A}_V(t) = -\int_{-\infty}^t \mathbf{E}(t') dt'$

$$\begin{aligned} H &= \frac{1}{2m} (\mathbf{P} - e_0 \mathbf{A}_V)^2 + V(\mathbf{R}) = \\ &= \underbrace{\frac{1}{2m} \mathbf{P}^2 + V(\mathbf{R})}_{H_0} - \underbrace{\frac{e_0}{m} \mathbf{P} \mathbf{A}_V(t) + \frac{e_0^2}{2m} \mathbf{A}_V^2(t)}_{K_V} = \\ &= H_0 + K_V \end{aligned}$$

b) Length gauge (L), $\mathbf{R} \mathbf{E} : \mathbf{A}_L = 0, \quad \Phi_L(t) = -\mathbf{R} \mathbf{E}(t)$

$$\begin{aligned} H &= \underbrace{\frac{1}{2m} \mathbf{P}^2 + V(\mathbf{R})}_{H_0} - \underbrace{e_0 \mathbf{R} \mathbf{E}(t)}_{K_L} = \\ &= H_0 + K_L \end{aligned}$$

$$\tilde{A}(t) = -\int_{-\infty}^t E(t') dt' \neq A_L = 0$$

NEM vektorpotenciál

Göppert Mayer mérték 1929

$$A_V = \underbrace{A_L}_{=0} + \nabla \chi, \quad \Phi_V = \Phi_L - \dot{\chi}$$

$$\Psi_V = \Psi_L e^{ie_0 \chi / \hbar}$$

$$\chi(t) = \mathbf{r} \mathbf{A}_V(t) = -\mathbf{r} \int_{-\infty}^t \mathbf{E}(t') dt' =$$



Maria Göppert Mayer (1906-1972)
a kétfotonos átmenetek kvantumelmélete 1929

Nobel díj 1963
Az atommagok héjmodellje
spin-pálya kölcsönhatás szerepe a
mágikus számok értelmezésében



$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi_g(\mathbf{r}, t) = H_g \Psi_g(\mathbf{r}, t)$$

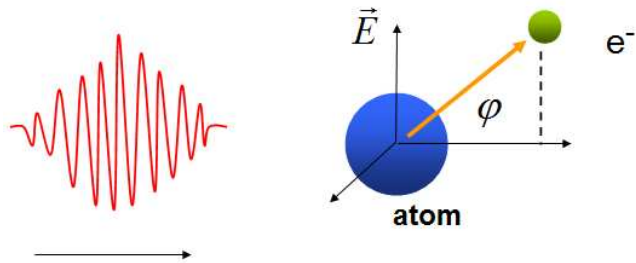
g a mértékválasztásra utal

Numerikusan megoldva az időfüggő Schrödinger egyenletet, a megoldás nem függ a mértéktől. *Mértékinvariancia*

Analitikus számolásoknál azonban, *további közelítéseket használva*, a *különböző mértékválasztások* gyakran *különböző eredményeket* adnak. Általában az *L* mértékben végzett számolás kevésbé érzékeny a szokásos közelítésekre.

D. H. Kobe, A. Smirl: Am. J. Phys. Vol .**46**. p. 624, (1978)

D. Bauer, D. B. Milosevic, W. Becker: ArXiv:quant-ph/0504053 (2005)



$$H = \frac{1}{2m} \mathbf{P}^2 + V(\mathbf{R}) - e_0 \mathbf{R} \mathbf{E}(t)$$

$$H_a = \frac{1}{2m} \mathbf{P}^2 + V(\mathbf{R})$$

$$H_f(t) = \frac{1}{2m} \mathbf{P}^2 - e_0 \mathbf{R} \mathbf{E}(t)$$

Kezdőállapot: H_a kötött alapállapota $|\Psi_0(t_0)\rangle = |u_0\rangle e^{-i\varepsilon_0 t_0/\hbar} = |u_0\rangle e^{iI_P t_0/\hbar}$

Végállapot: H nem kötött, $\mathbf{p}$ impulzusú sajátállapota $t \rightarrow \infty |\Psi_{\mathbf{p}}(t)\rangle$

U a H –hoz tartozó
evolúciós operátor

Átmeneti valószínűségi amplitúdó:

$$M_p = \lim_{t \rightarrow \infty, t_0 \rightarrow -\infty} \langle \Psi_{\mathbf{p}}(t) | U(t, t_0) | \Psi_0(t_0) \rangle$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} U(t, t_0) = H(t) U(t, t_0)$$

↓

$$\langle \Phi_{\mathbf{p}}^v(t) |$$

$$U(t, t_0) = U_f(t, t_0) - \frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t U_f(t, \tau) V(\mathbf{R}) U(\tau, t_0) d\tau$$

Közelítő amplitúdóhoz:

↓

$$U_f(\tau, t_0)$$

Közelítések

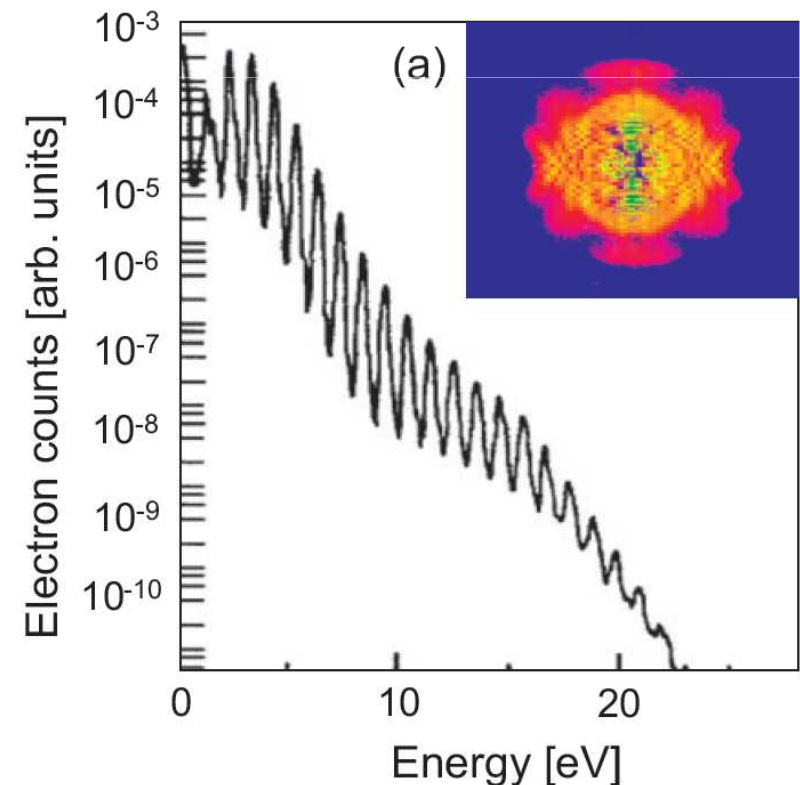
$$t \rightarrow \infty \quad |\Psi_{\mathbf{p}}(t)\rangle \quad \longrightarrow \quad |\Phi_{\mathbf{p}}^v(t)\rangle = |\mathbf{p} - e_0 \tilde{\mathbf{A}}(t)\rangle e^{-\frac{i}{2m\hbar} \int_{-\infty}^t [\mathbf{p} - e_0 \tilde{\mathbf{A}}(\tau)]^2 d\tau}$$

$$\Phi_{\mathbf{p}}^v(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi\hbar)^3}} e^{i(\mathbf{p} - e_0 \tilde{\mathbf{A}}(t))\mathbf{r}/\hbar} e^{-\frac{i}{2m\hbar} \int_{-\infty}^t [\mathbf{p} - e_0 \tilde{\mathbf{A}}(\tau)]^2 d\tau}$$

Volkov (Gordon-Volkov) állapotok, L mértékben

Közelítő átmeneti amplitúdó ATI-hoz

$$M_p = -\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \langle \Phi_{\mathbf{p}}^v(t) | V(\mathbf{R}) | \Psi_0(t) \rangle dt$$



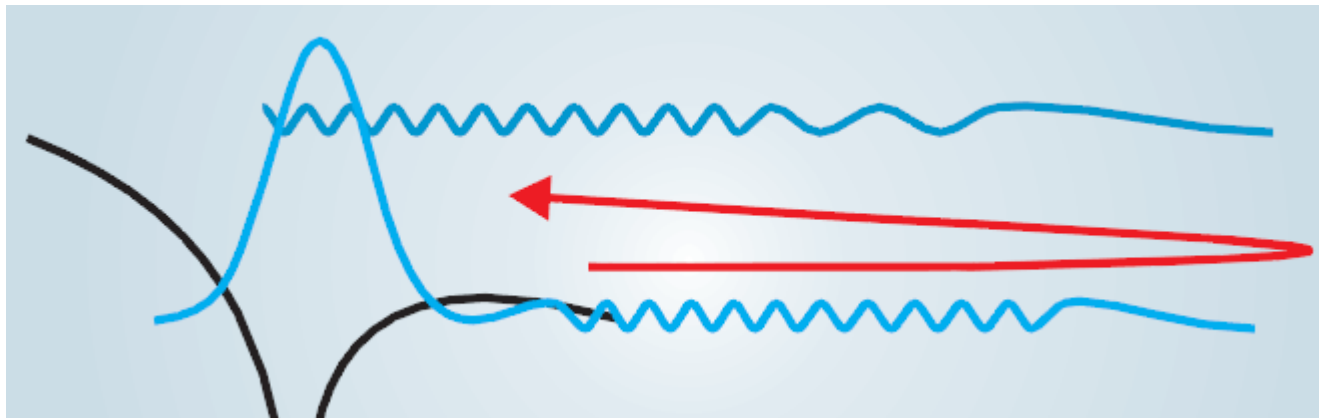
Fotonok kibocsátása: Magas harmonikus keltés

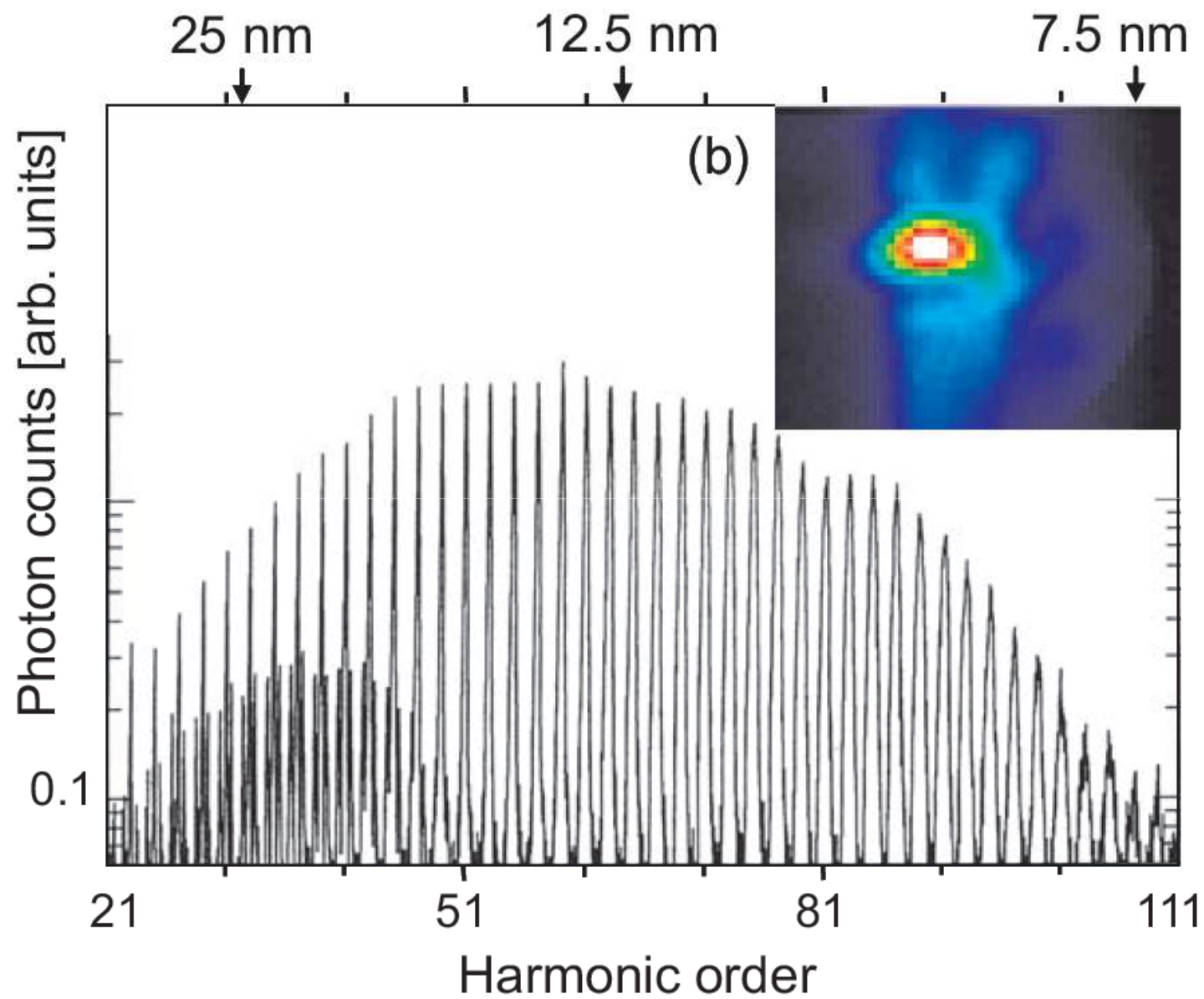
$$M_{\epsilon}(\Omega) = -\frac{1}{\hbar^2} \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_0 \int d^3 \mathbf{p} \exp[iS(t_1, t_0, \mathbf{p})/\hbar] m_{\epsilon}(t_1, t_0, \mathbf{p})$$

$$m_{\epsilon}(t_1, t_0, \mathbf{p}) = \langle u_0 | \mathbf{D} \epsilon | \mathbf{p} - e_0 \tilde{\mathbf{A}}(t_1) \rangle \langle \mathbf{p} - e_0 \tilde{\mathbf{A}}(t_0) | \mathbf{D} \mathbf{E}(t_0) | u_0 \rangle$$

$$S_{\Omega}(t_1, t_0, \mathbf{p}) = \int_{t_0}^{t_1} d\tau (-I_P + \hbar\Omega + [\mathbf{p} - e_0 \tilde{\mathbf{A}}(\tau)]^2 / 2m)$$

Lewenstein et al. PRA 49 2117 (1994)





A magas harmonikusokat generáló atomi elektronállapot mozgása

Czirják Attila, Majorosi Szilárd, Kovács Judit

Kötő Dirac delta potenciál

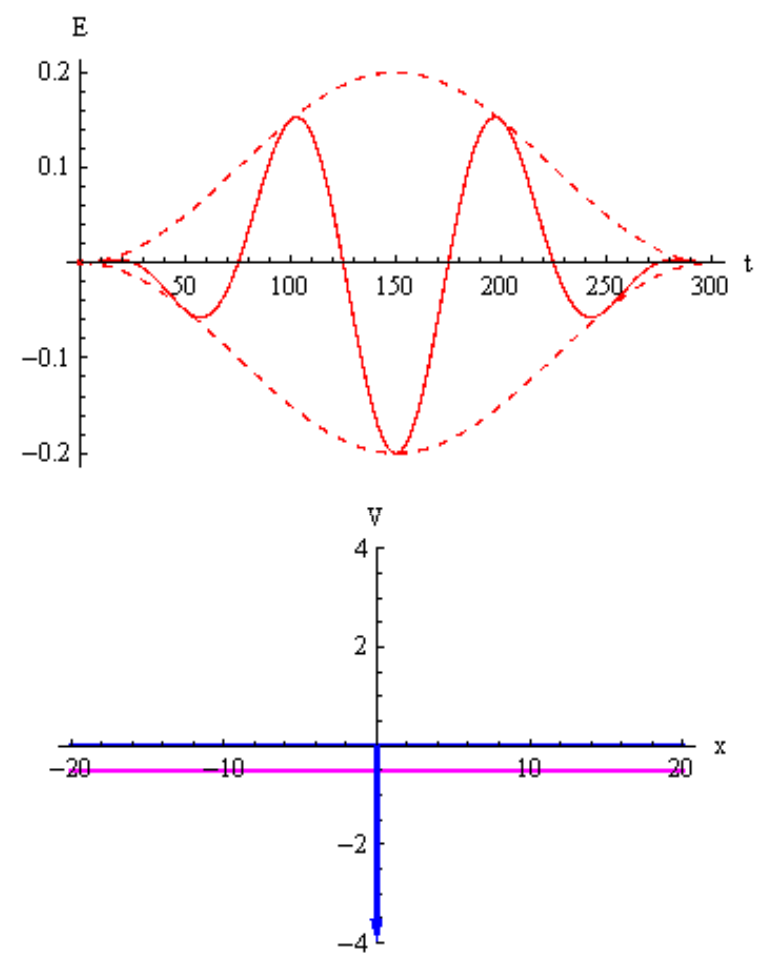
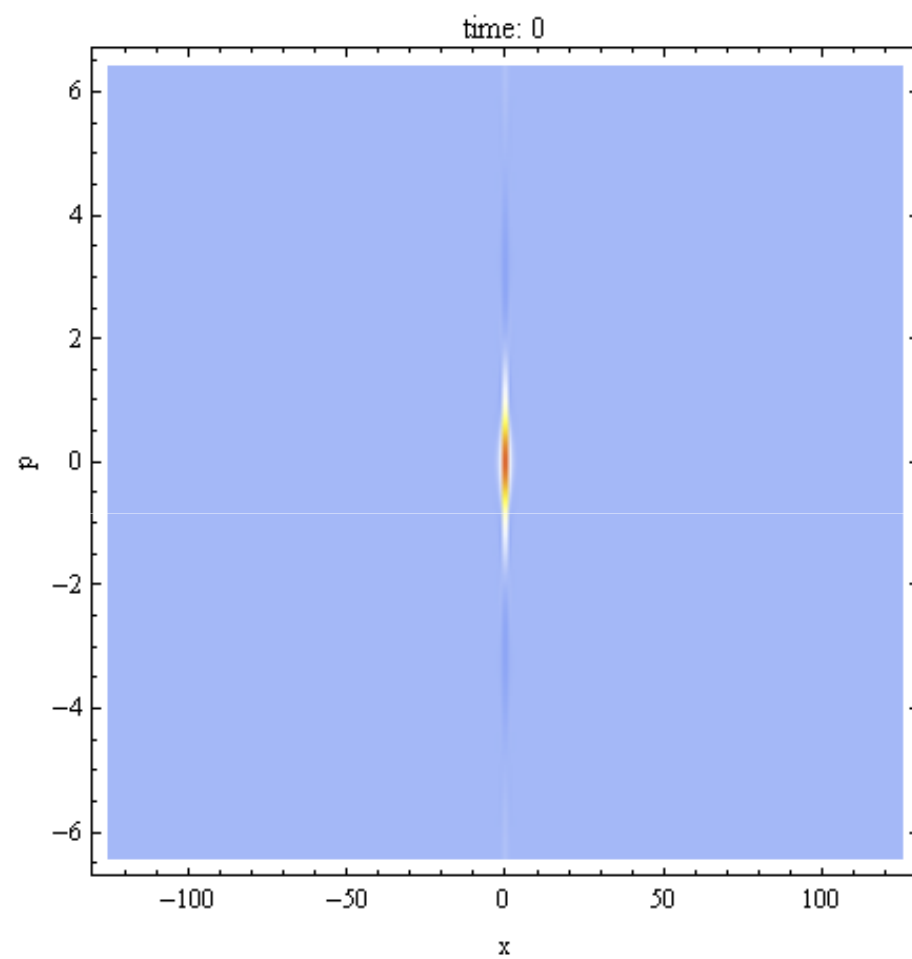
$$H = \frac{P_x^2}{2m} - V_0 \delta(x) - e_0 x E(t) \quad g = \frac{mV_0}{\hbar^2}$$

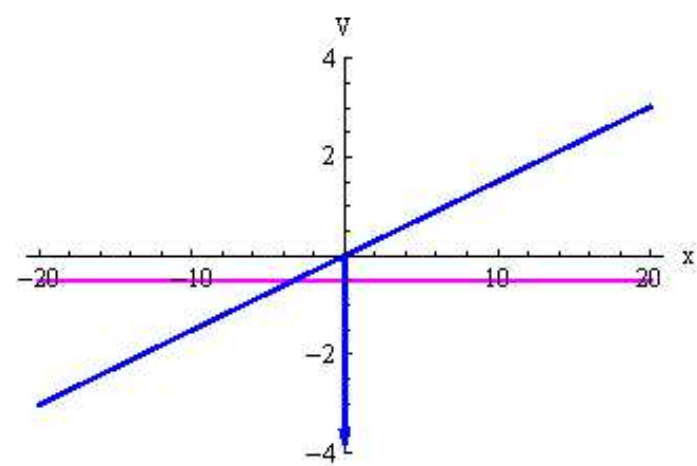
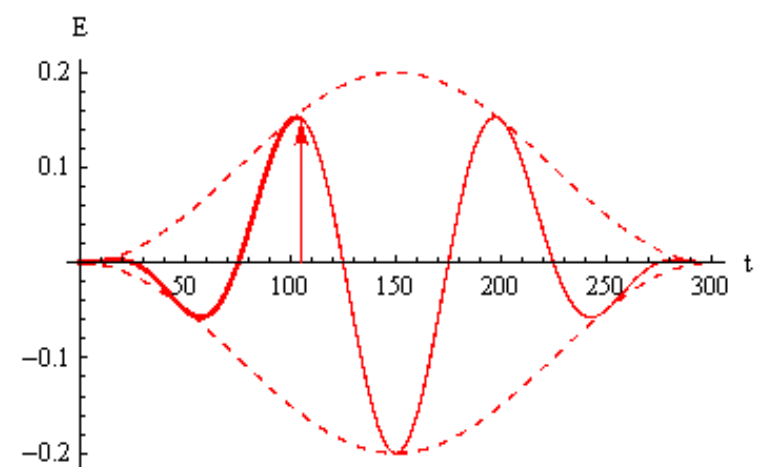
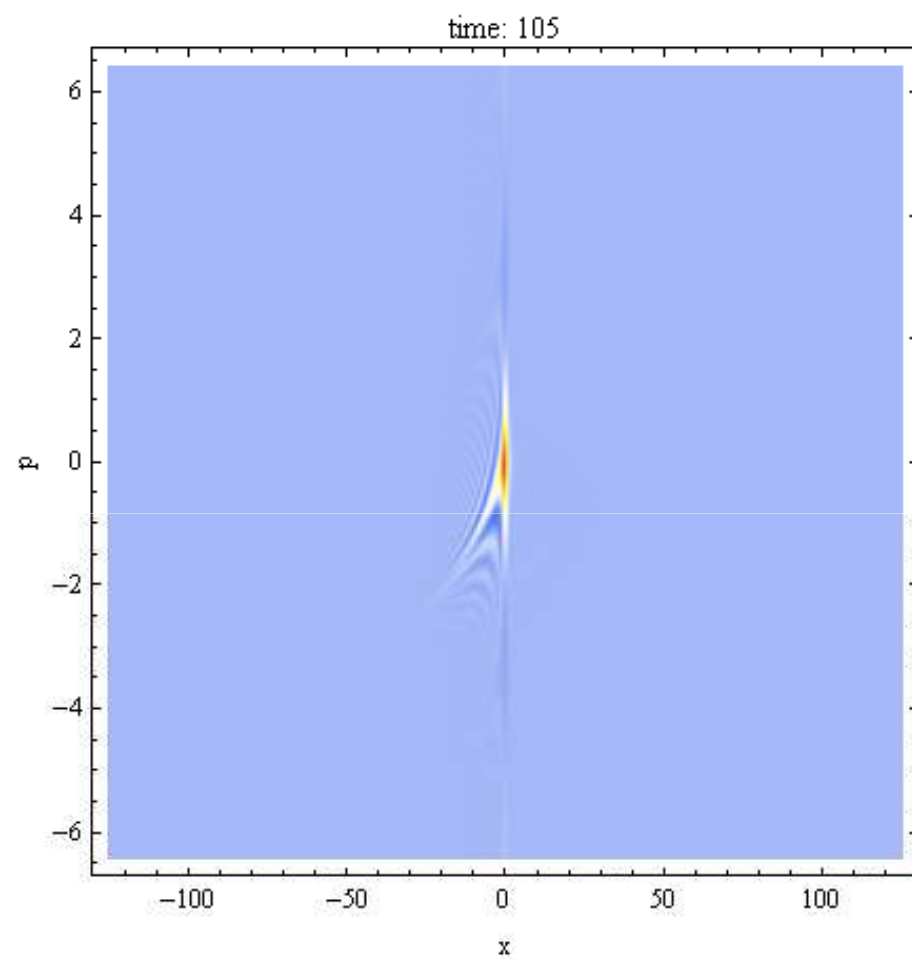
Egy kötött állapot

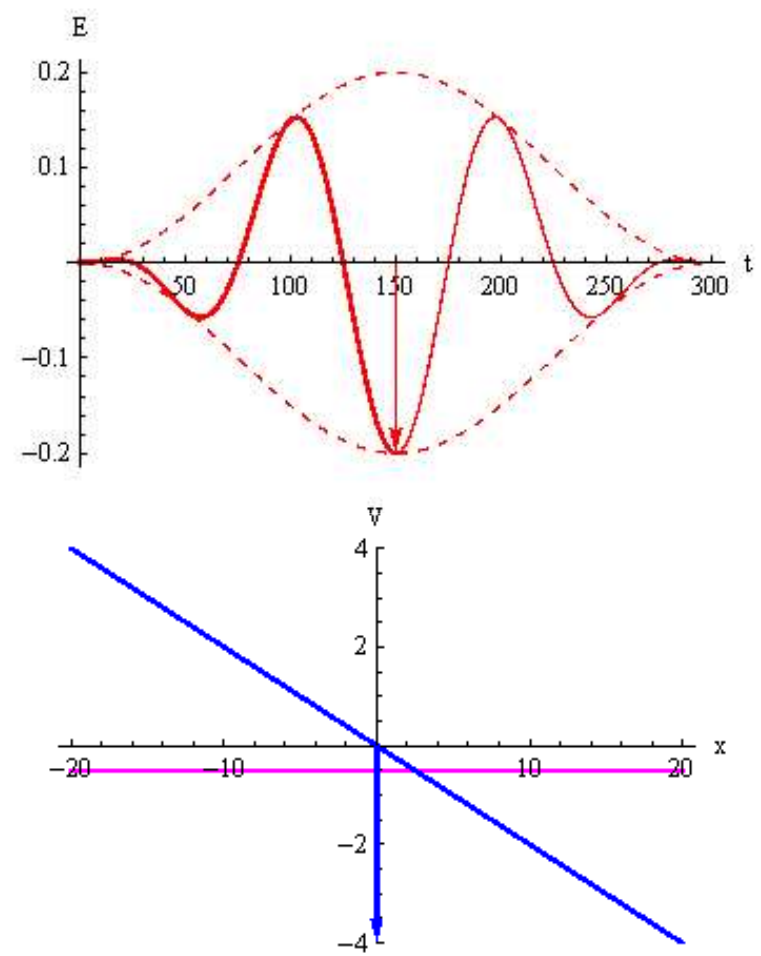
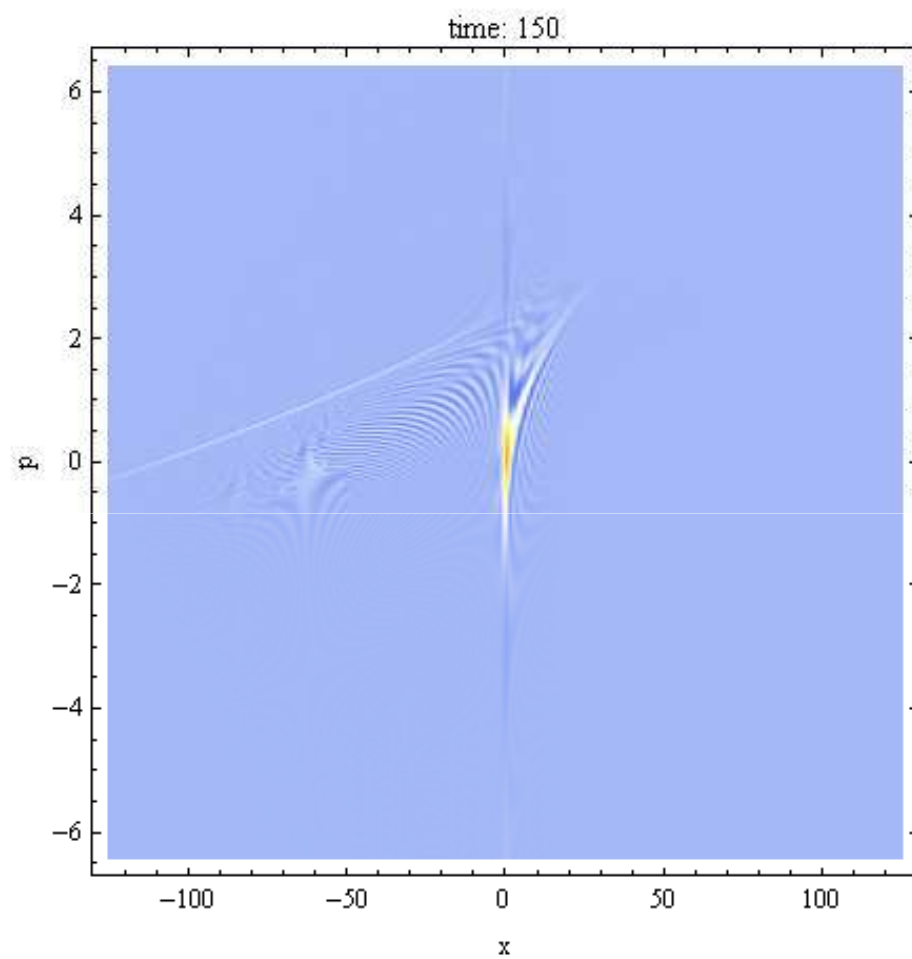
$$\Psi(x, t = -\infty) = u_0 = \sqrt{g} e^{-g|x|}$$

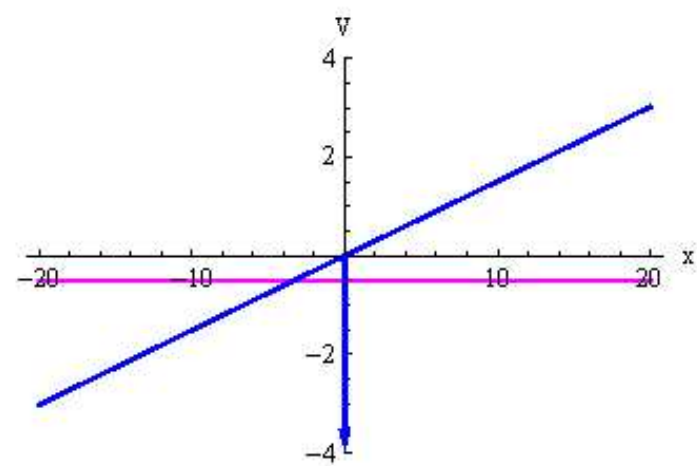
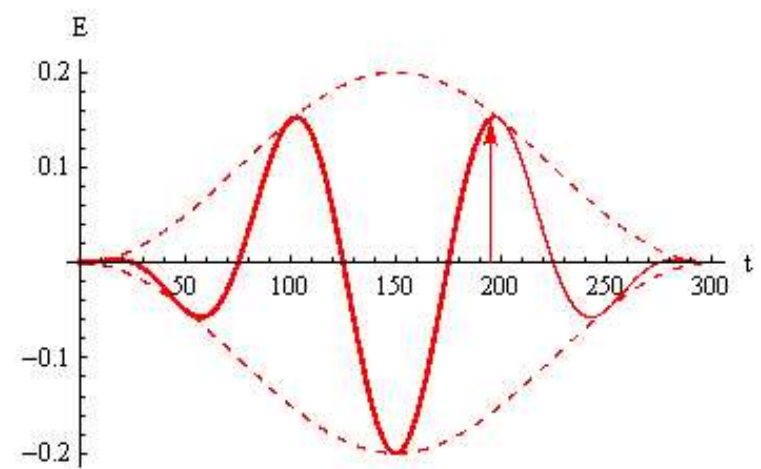
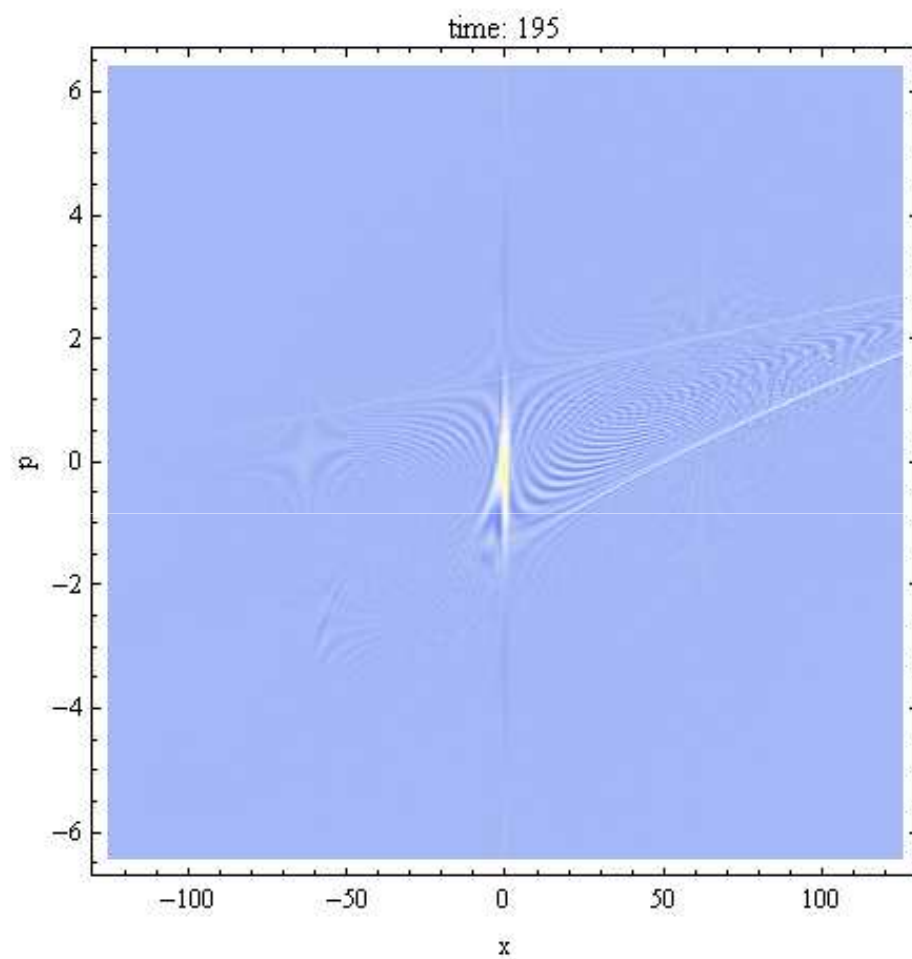
$$\mathcal{E}_0 = -\hbar^2 g^2 / 2m$$

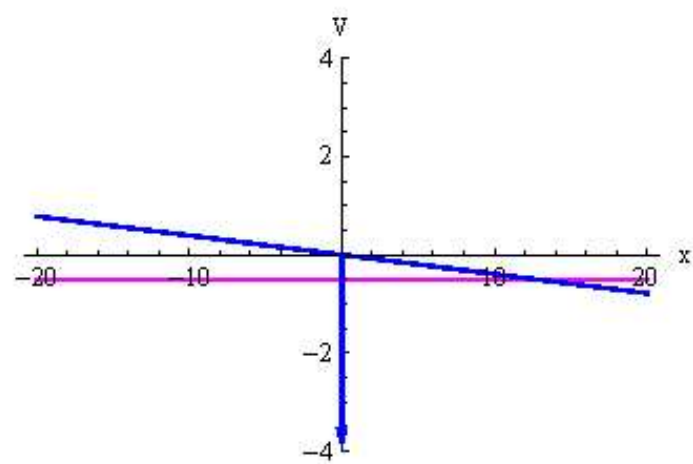
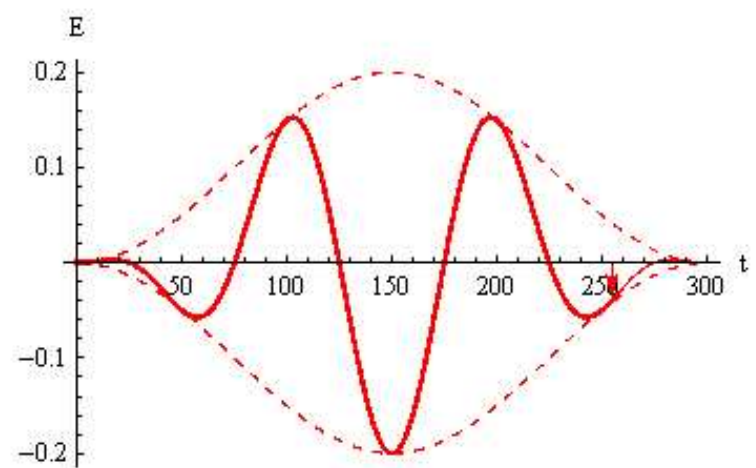
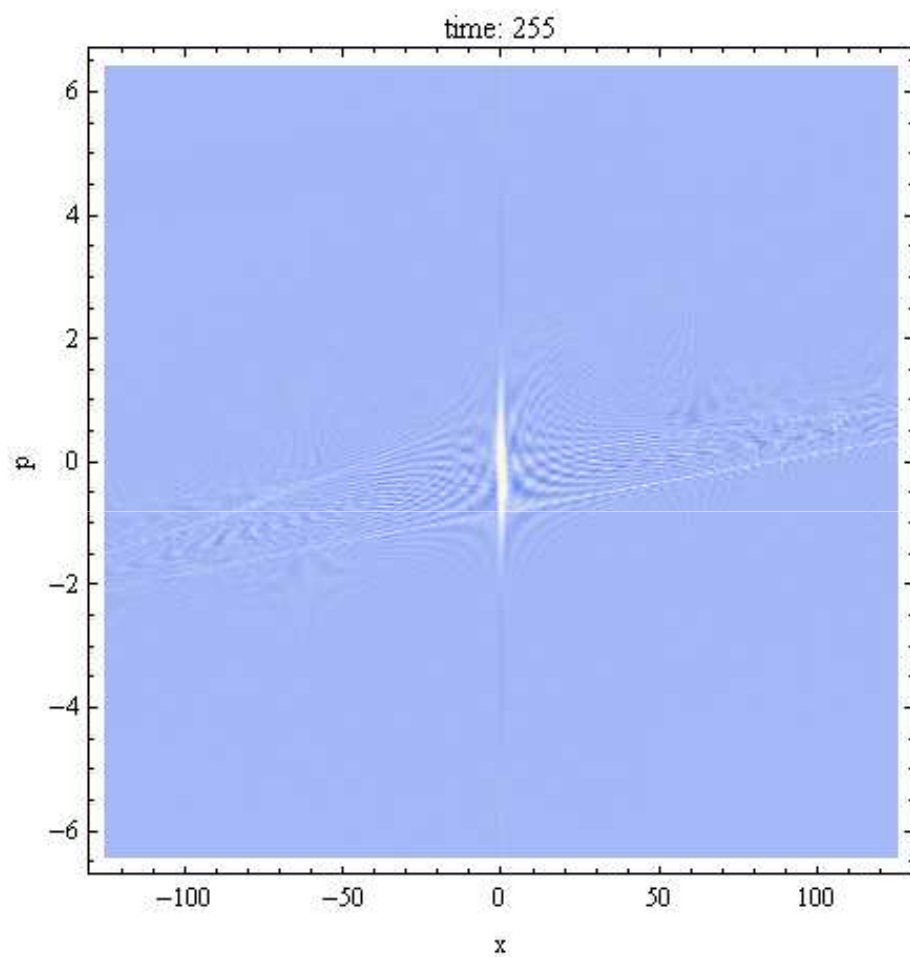
$$W(x, p) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int \psi^*(x - \mu/2) \psi(x + \mu/2) e^{-i\mu p/\hbar} d\mu$$

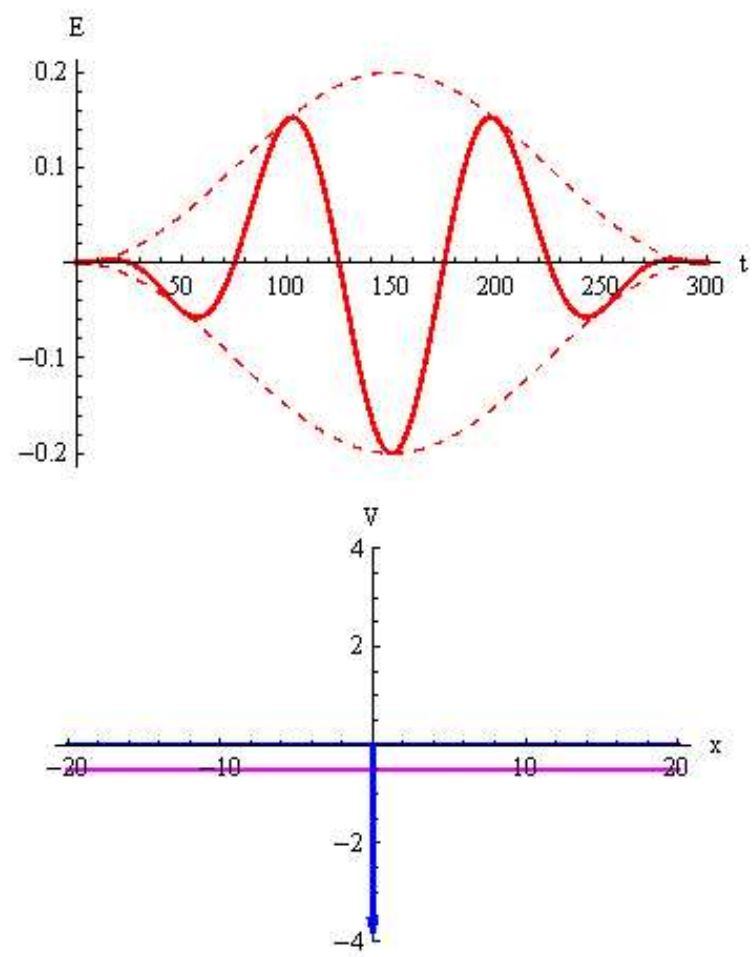
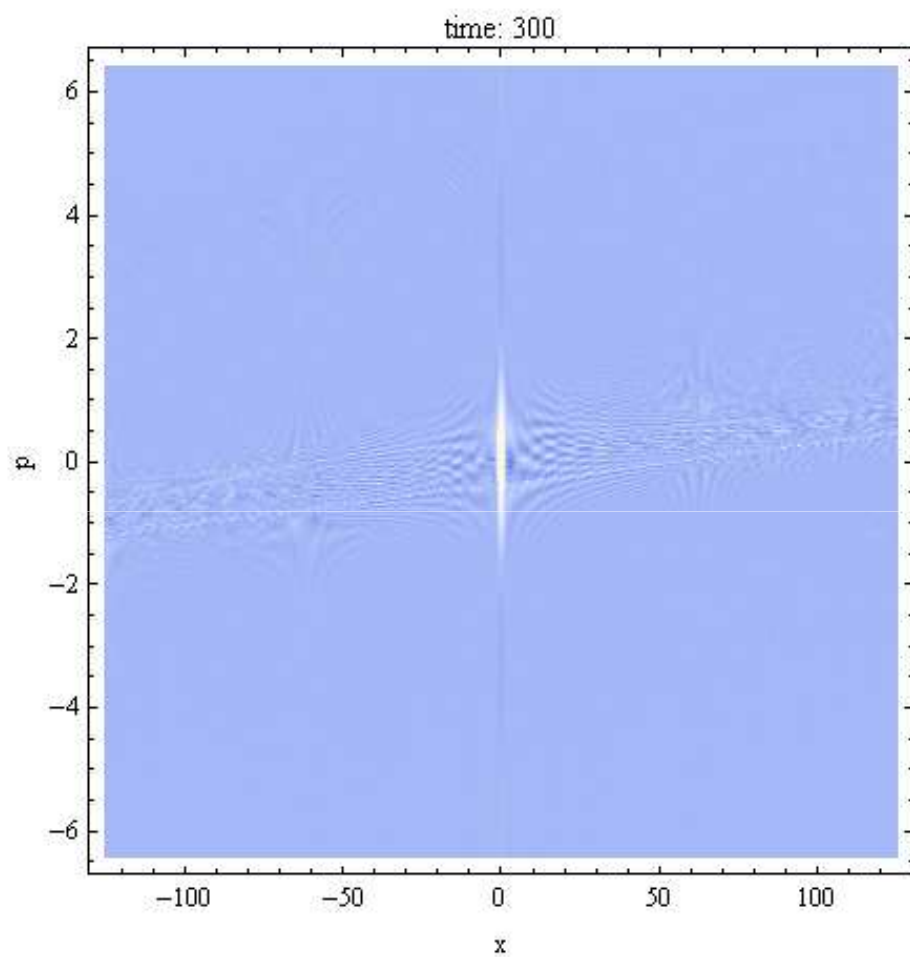












Kvantumos összefonódottság

Részecskepár ütközés által kiváltott összefonódása: ATTOSZEKUNDUMOS időskála

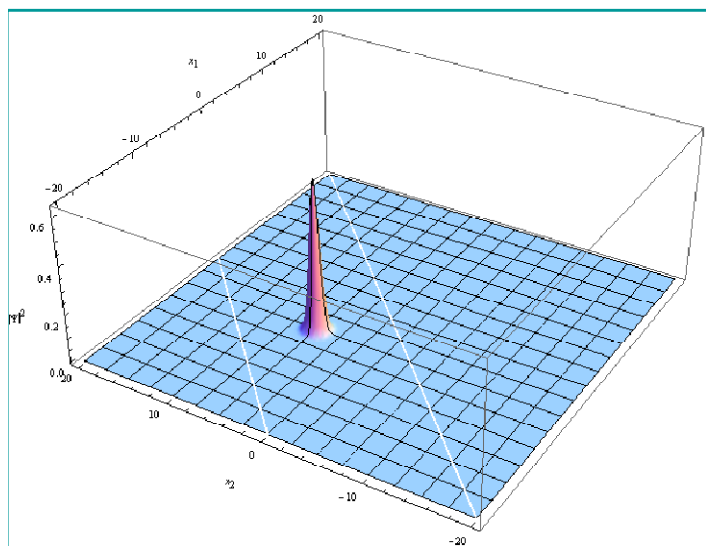
Czirják Attila, Kovács Judit, BM

Összefonódás: Különleges kvantumos jelenség, két egymástól távoli objektum közül az egyiken végrehajtott mérés azonnal megváltoztatja a másik állapotát

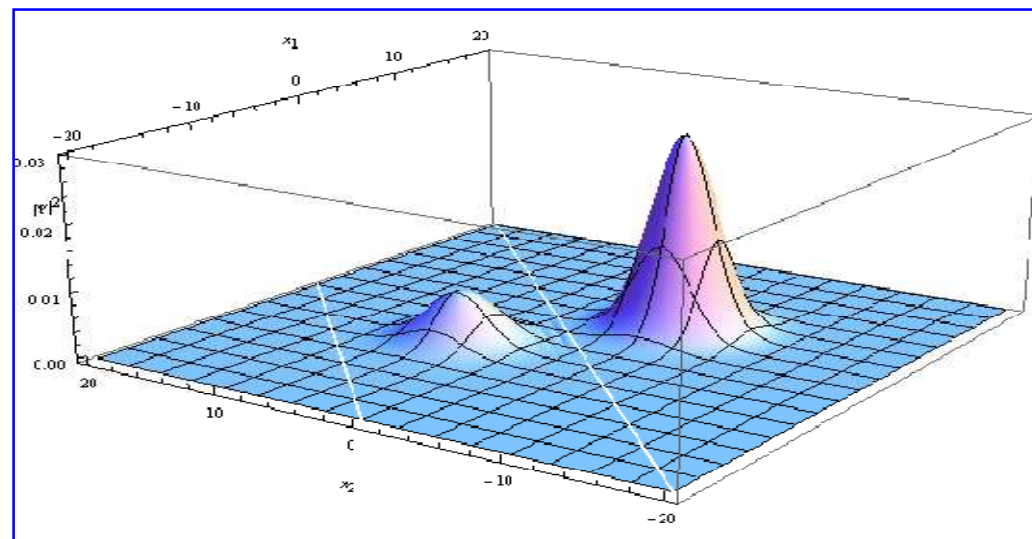
$$|\Psi^-\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\hat{z}, +\rangle_1 |\hat{z}, -\rangle_2 - |\hat{z}, -\rangle_1 |\hat{z}, +\rangle_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\hat{n}, +\rangle_1 |\hat{n}, -\rangle_2 - |\hat{n}, -\rangle_1 |\hat{n}, +\rangle_2)$$

Kezdőállapot: két részecske külön hullámfüggvénnyel egymás felé indulnak:

Az ütközés során
összefonódás jön létre



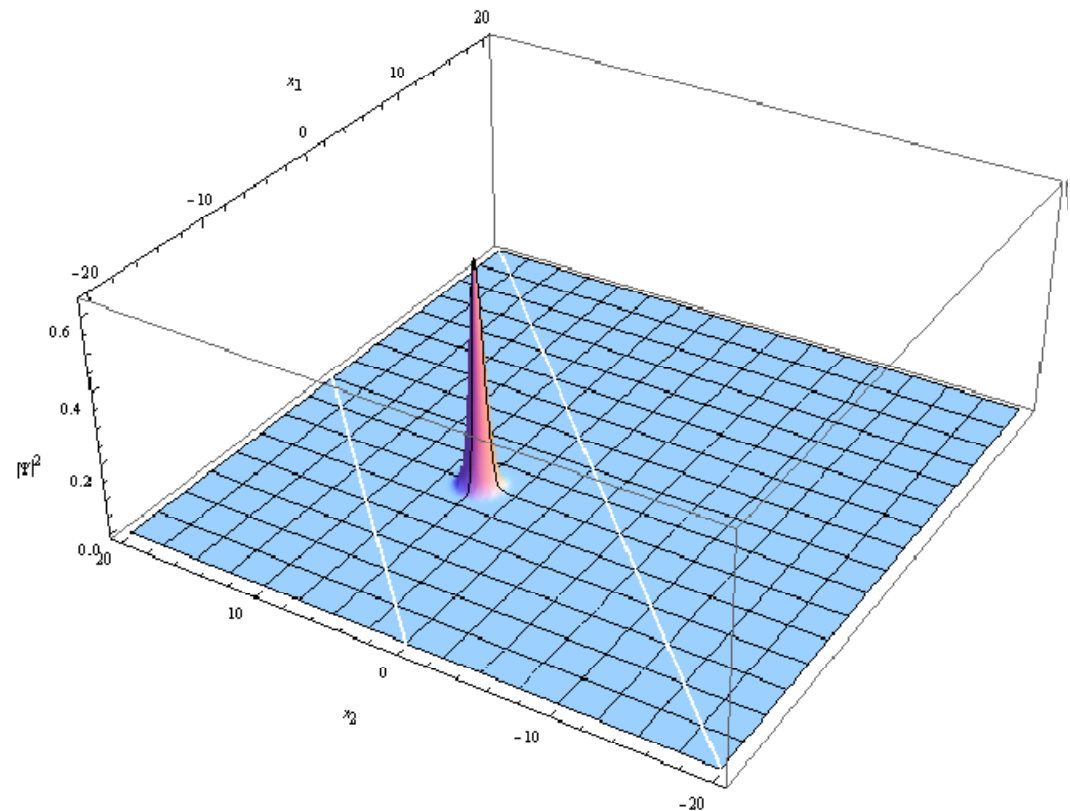
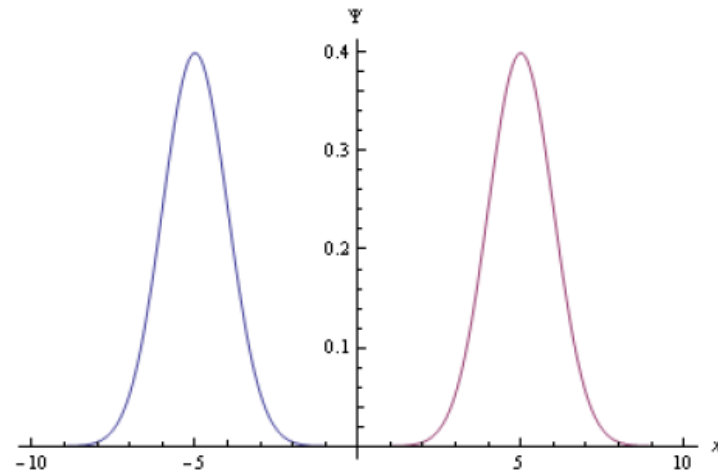
Végállapot: az egyik részecskén végrehajtott
helymérés meghatározza a másik helyét

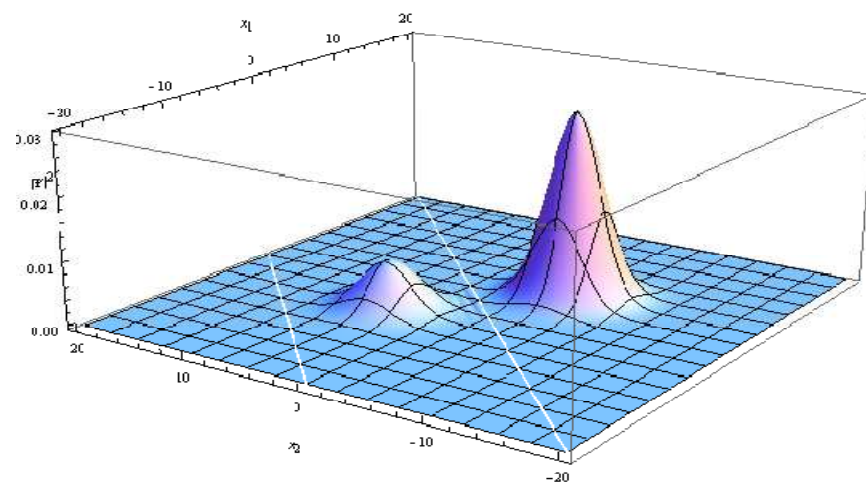
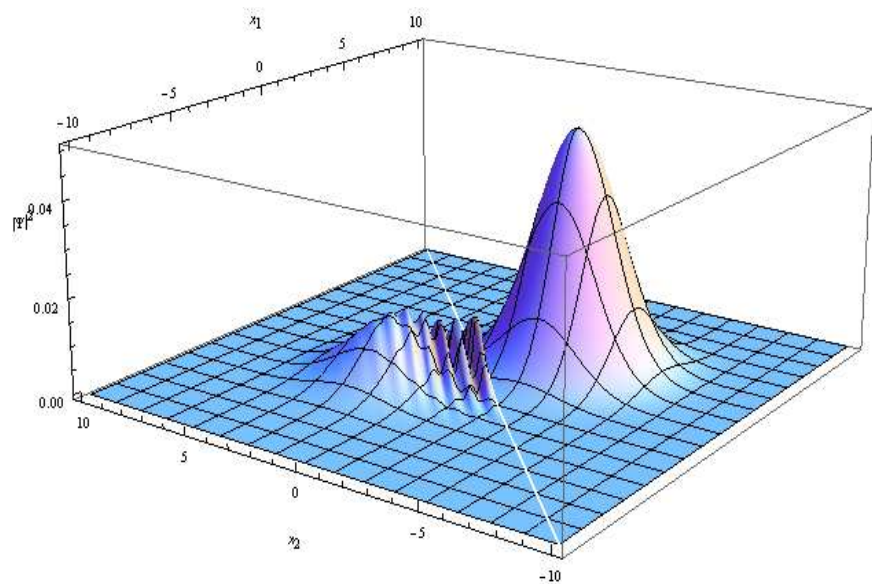
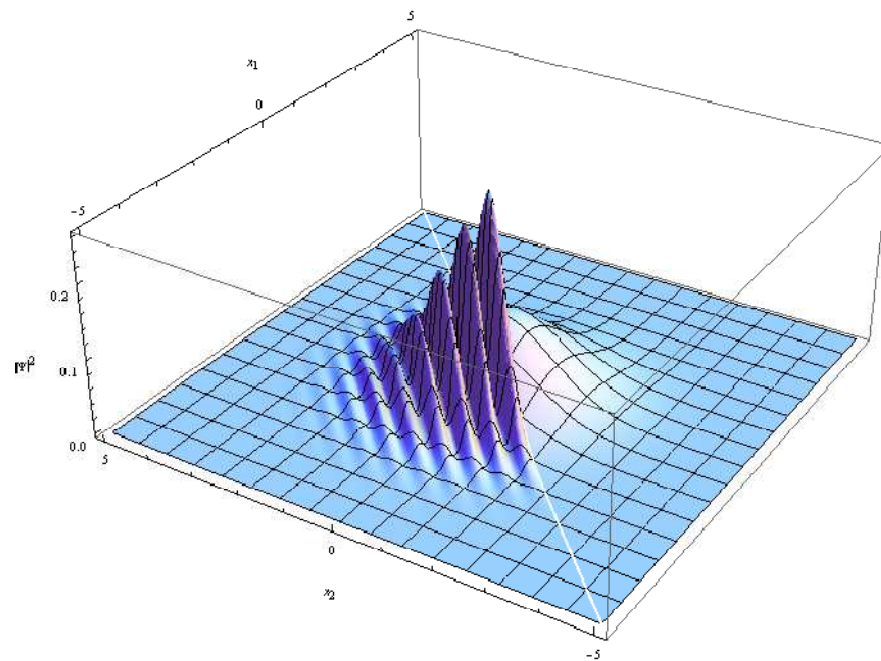
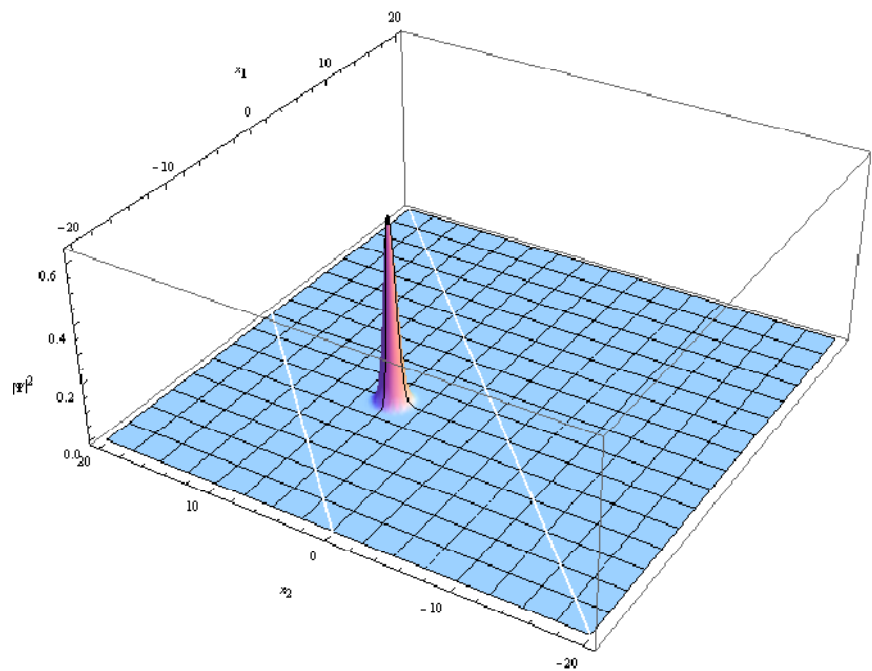


Kölcsönhatás és kezdőállapot

$$H_{12} = \frac{P_1^2}{2m} + \frac{P_2^2}{2m} + V_0 \delta(X_1 - X_2)$$

$$|a_1, \rightarrow\rangle_1 |a_2, \leftarrow\rangle_2 = \Psi(x_1, x_2, t=0) = \sqrt[4]{\frac{2}{\pi}} e^{-(x_1 + \frac{a}{2})^2} e^{ik_0 x_1} \sqrt[4]{\frac{2}{\pi}} e^{-(x_2 - \frac{a}{2})^2} e^{-ik_0 x_2}$$





$$\Psi(x_e, x_c, t) = \sum_k \sqrt{p_k(t)} \phi_k(x_e, t) \chi_k(x_c, t)$$

$$S(t) = - \sum_k p_k(t) \ln p_k(t)$$

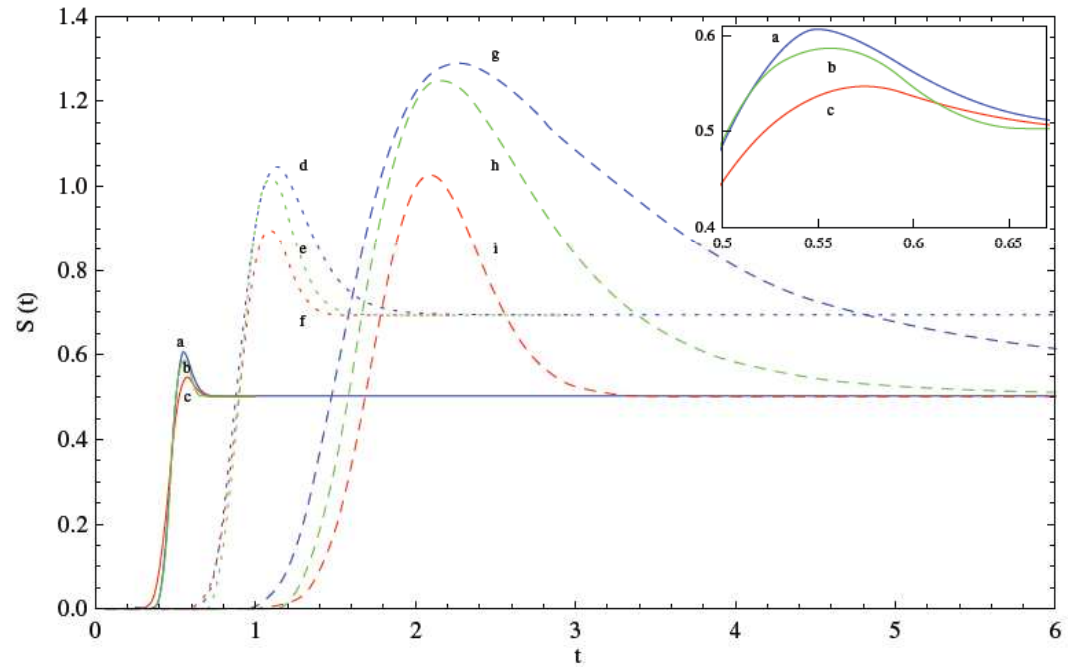
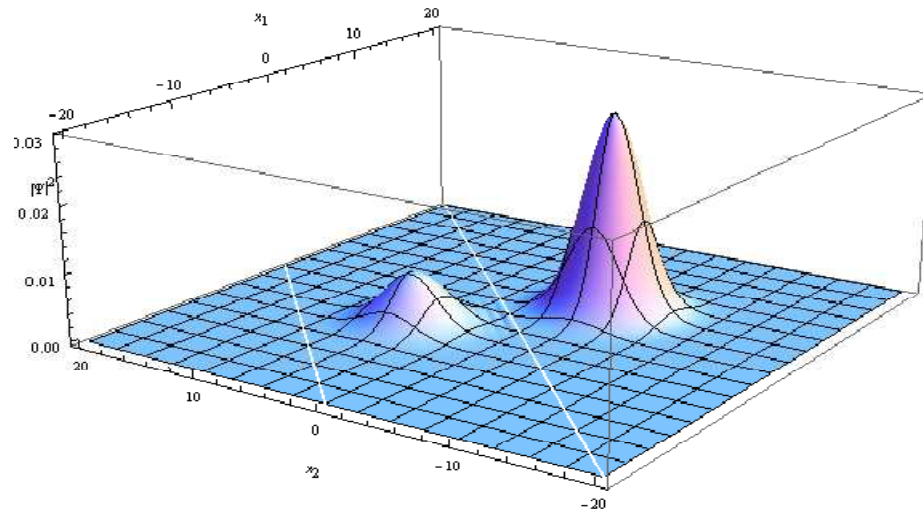


Figure 1. Time dependence of the quantum entanglement during the collision process. We plot the Neumann entropy (18), computed numerically, versus time in nine cases. For solid curves (a)–(c) $q/|g| = 2$, $t_c = 0.5$; for dotted curves (d)–(f) $q/|g| = 1$, $t_c = 1$; for dashed curves (g)–(i) $q/|g| = 1/2$, $t_c = 2$. For curves (a), (d) and (g) (blue online), $m_1 = m_2 = 1$; for curves (b), (e) and (h) (green online), $m_1 = 1$, $m_2 = 2$; for curves (c), (f) and (i) (red online), $m_1 = 1$, $m_2 = 10$. The inset shows curves (a)–(c) zoomed into the peak region. We use atomic units and the other parameters are $V_0 = -10$, $a = 10$, $\sigma = 1/2$ in all cases.



Összefonódás

$$\alpha_1 |b_1, \rightarrow\rangle_1 |b_2, \leftarrow\rangle_2 + \alpha_2 |b_2, \leftarrow\rangle_1 |b_1, \rightarrow\rangle_2$$

$$S = -(p_1 \log p_1 + p_2 \log p_2), \quad p_i = |\alpha_i|^2, \quad p_1 + p_2 = 1$$

Ütközési energia ~ 50 eV,

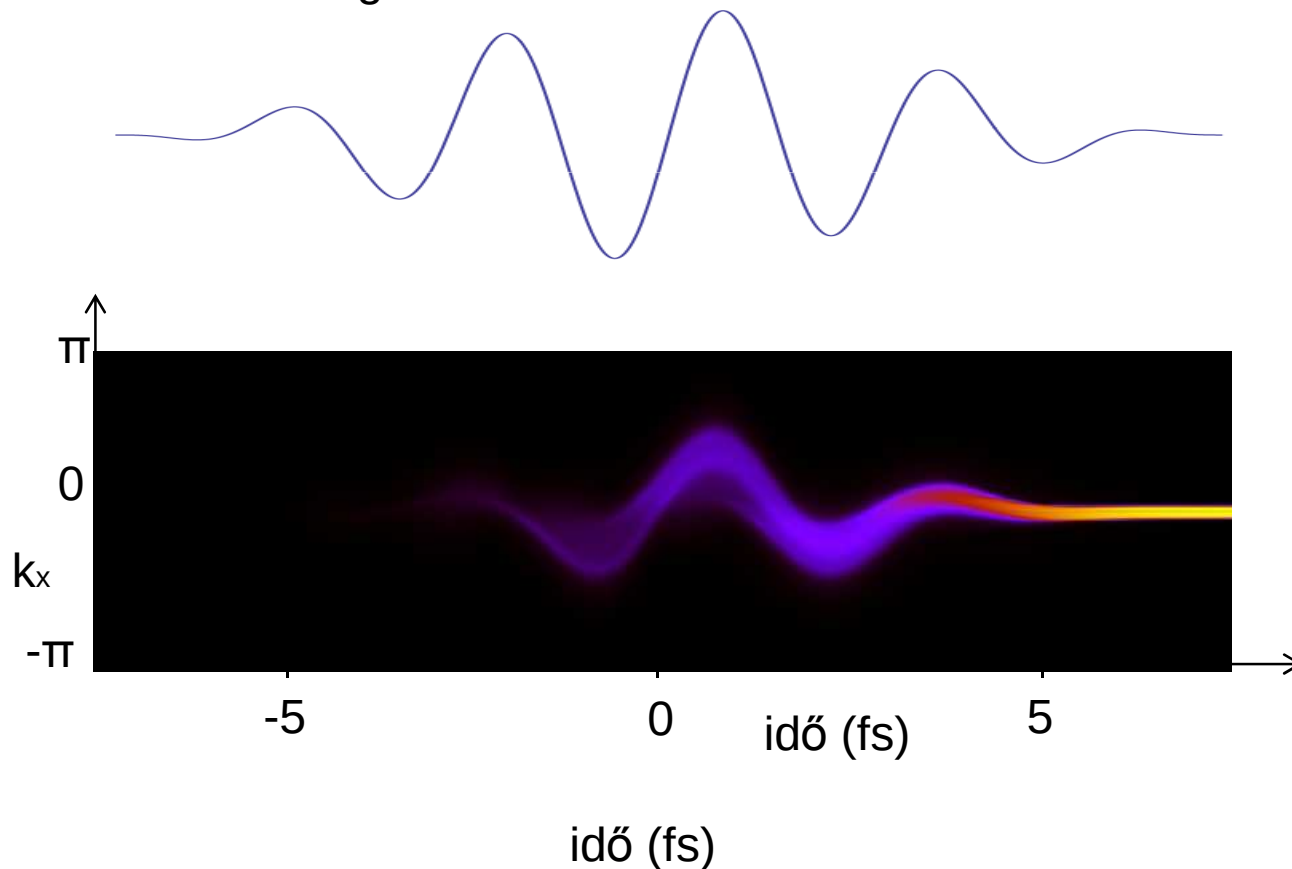
Kezdeti távolság ~ 10 nm,

Ütközés és összefonódás
időtartama $\sim 10^{-17}$ s

Lézerimpulzus keltette áramok szigetelő anyagban

Földi Péter: Szeged. Kísérlet Garching

Egy ultragyors elektromágneses impulzus töltéshordozókat hozhat létre szigetelőkben, amelyek dinamikáját a külső tér és az anyagi közeg együttesen határozza meg.



A külső elektromos térerősség időbeli változása tükröződik az elektronok impulzusában, a rácsrezgésekkel való kölcsönhatást pedig egy összetett fékező mechanizmusként képzelhetjük el.

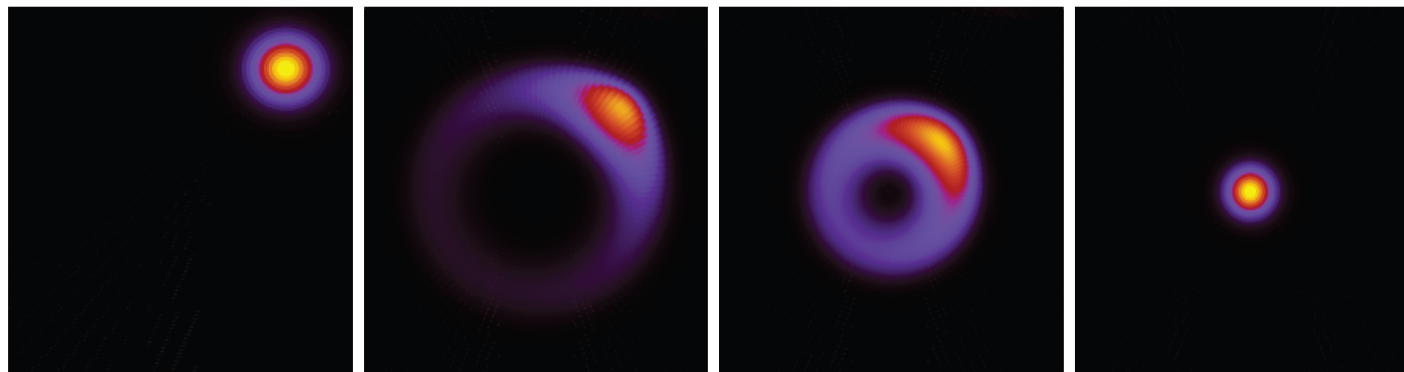
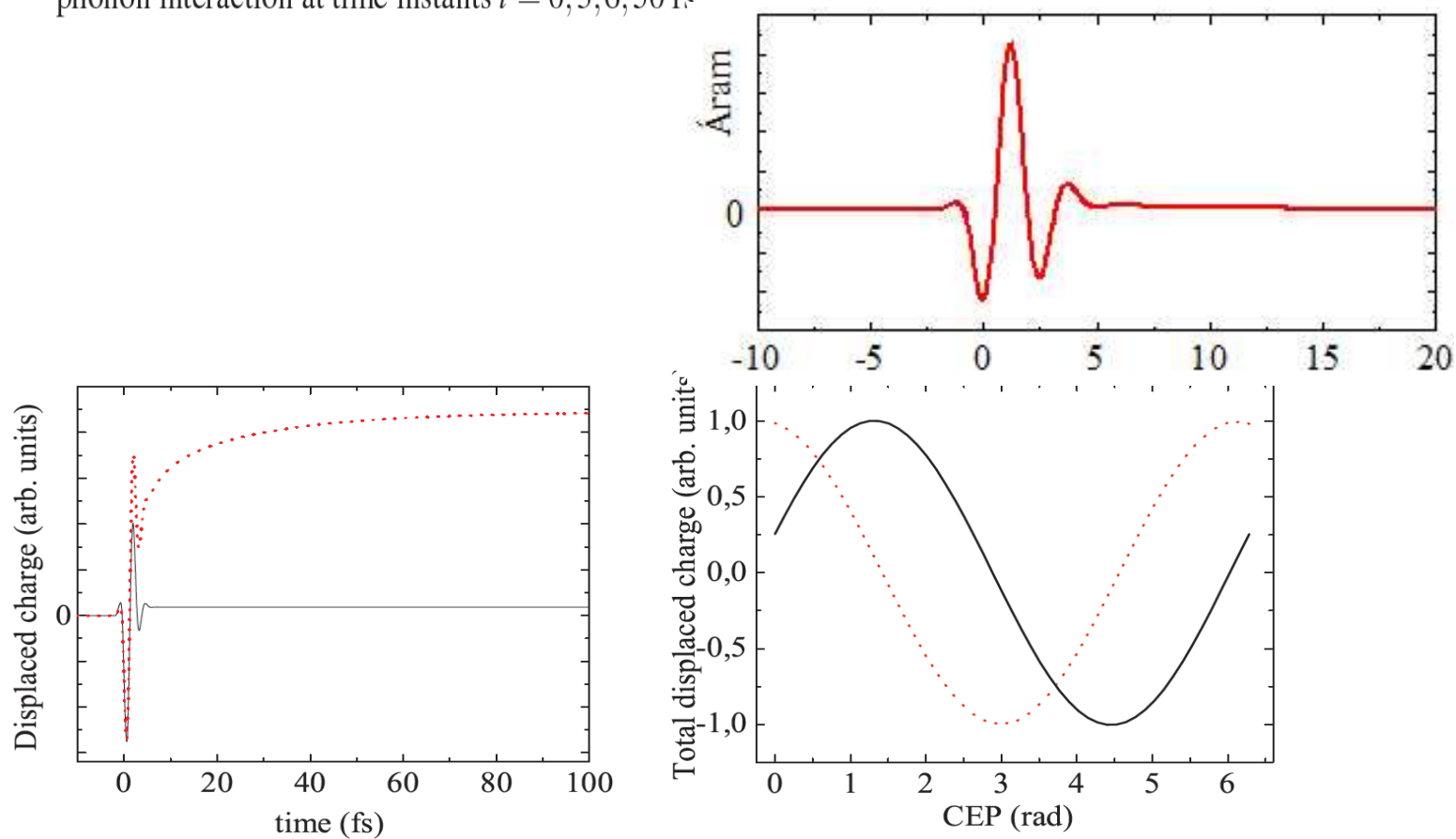


FIGURE 1. Time evolution of an electronic wave packed in the first Brillouin zone due to electron-phonon interaction at time instants $t = 0, 3, 6, 50$ fs



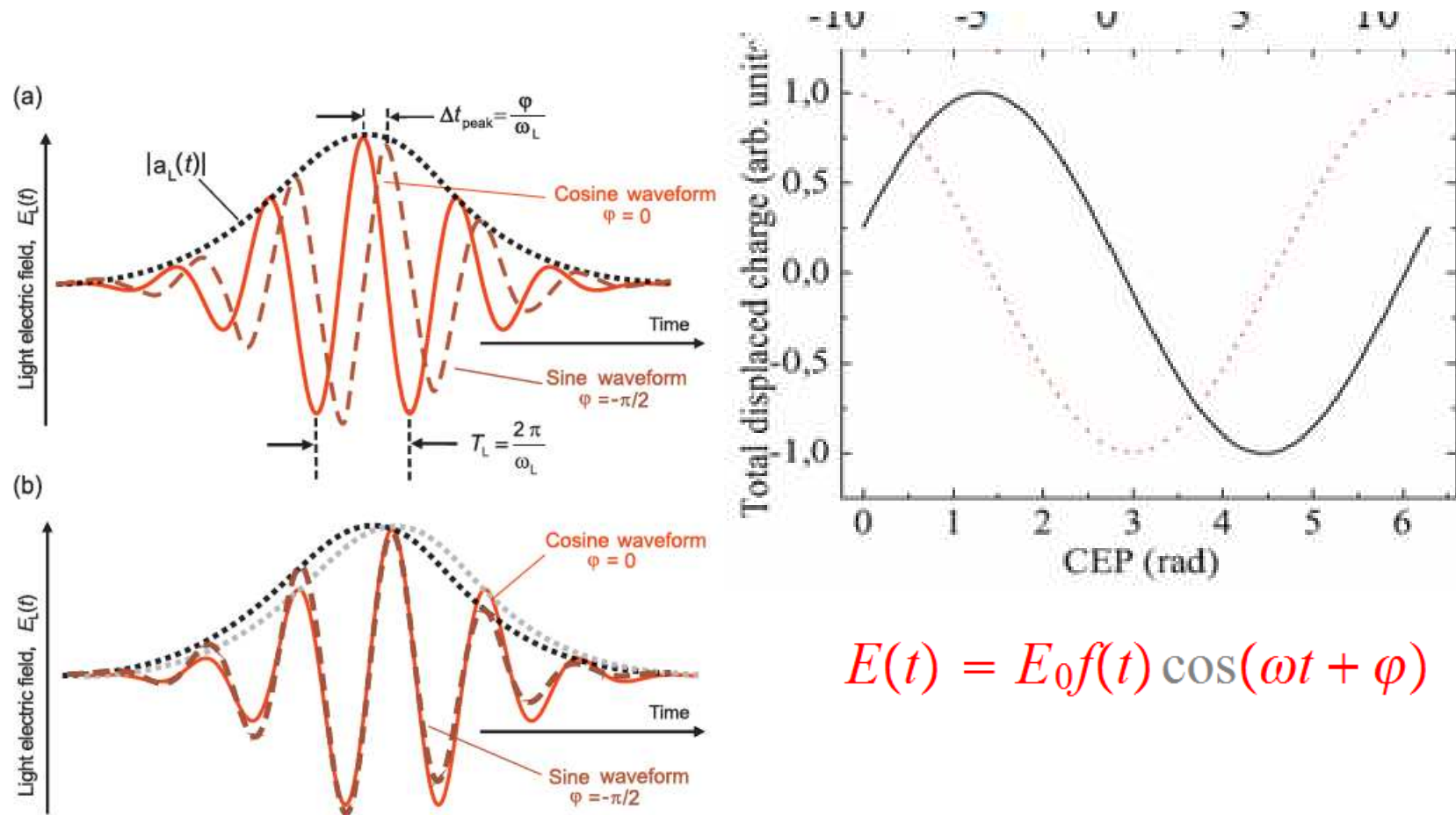
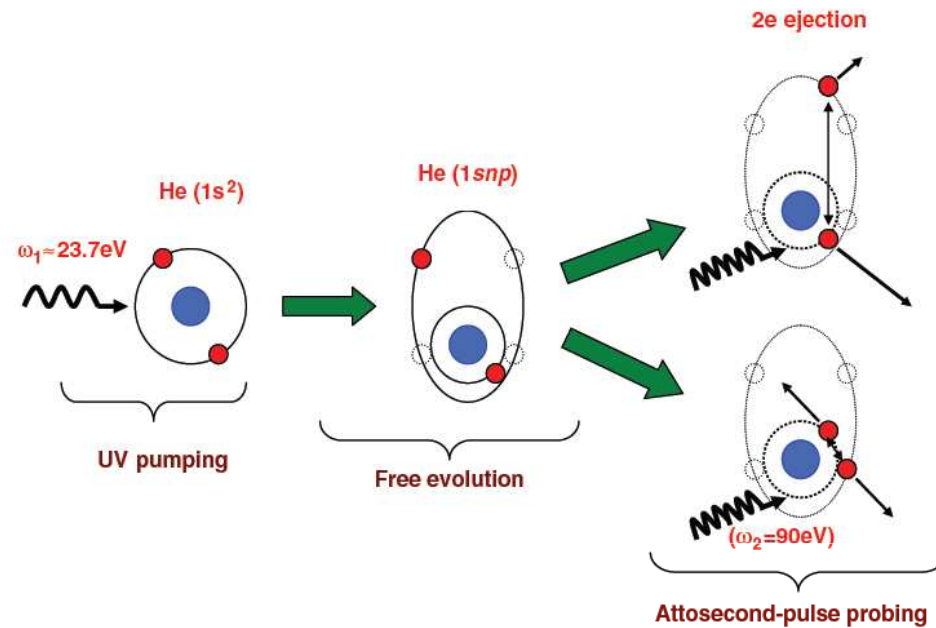


FIG. 10. (Color) Laser pulses containing two oscillation cycles within the full width at half maximum of their intensity profile, with sine- and cosine-shaped waveforms, with their (a) amplitude envelopes and (b) field oscillations coinciding.

$$E(t) = E_0 f(t) \cos(\omega t + \varphi)$$

Többelektronos rendszerek, molekulák



$$i \frac{\partial}{\partial t} \Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2|t) = \left[-\frac{1}{2}(\Delta_{\mathbf{r}_1} + \Delta_{\mathbf{r}_2}) - \frac{2}{r_1} - \frac{2}{r_2} + \frac{1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} + \mathbf{E}(t) \cdot (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2) \right] \Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2|t), \quad (1)$$

$$\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2|t) = \sum_{LM} \sum_{l_1 l_2} \frac{\Psi_{l_1 l_2}^{(LM)}(r_1, r_2|t)}{r_1 r_2} y_{l_1 l_2}^{L,M}(\Omega_1, \Omega_2)$$

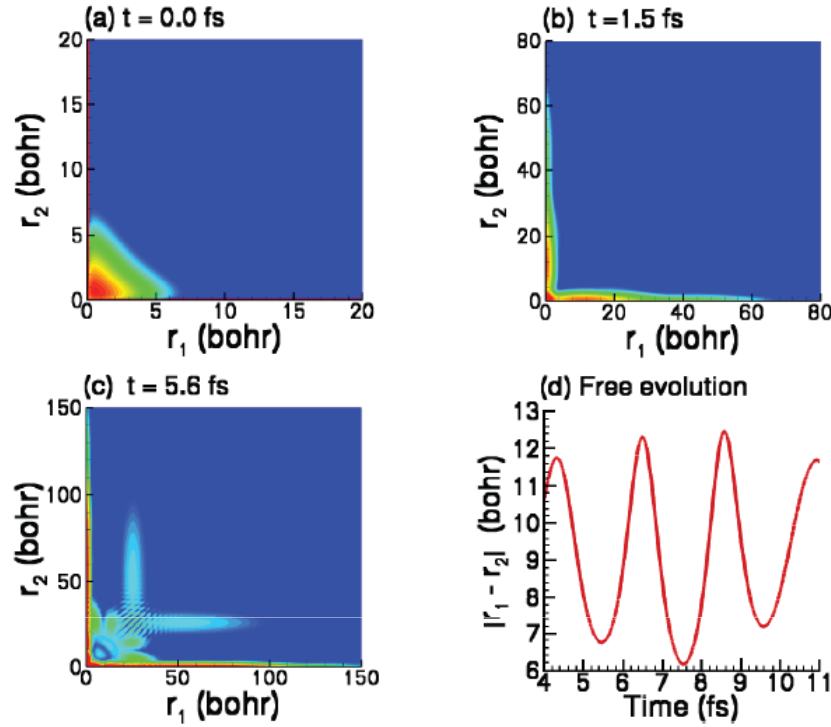


FIG. 2 (color online). Snapshots of electron probability distribution on the (r_1, r_2) plane for different instants: (a) The initial ground state of He; (b) at the end of the UV pumping; (c) at $t = 5.6$ fs, that is, after the 250 as probe pulse starting at $\tau = 5.1$ fs, and freely propagating for another 250 as after the as-pulse passes. (d) The normalized interelectron distance $|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$ as a function of time, for the free evolution (without probing) of the pumped He.

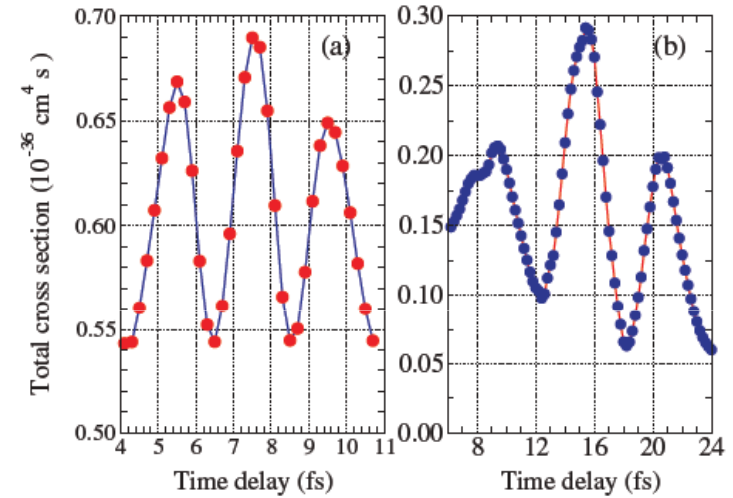
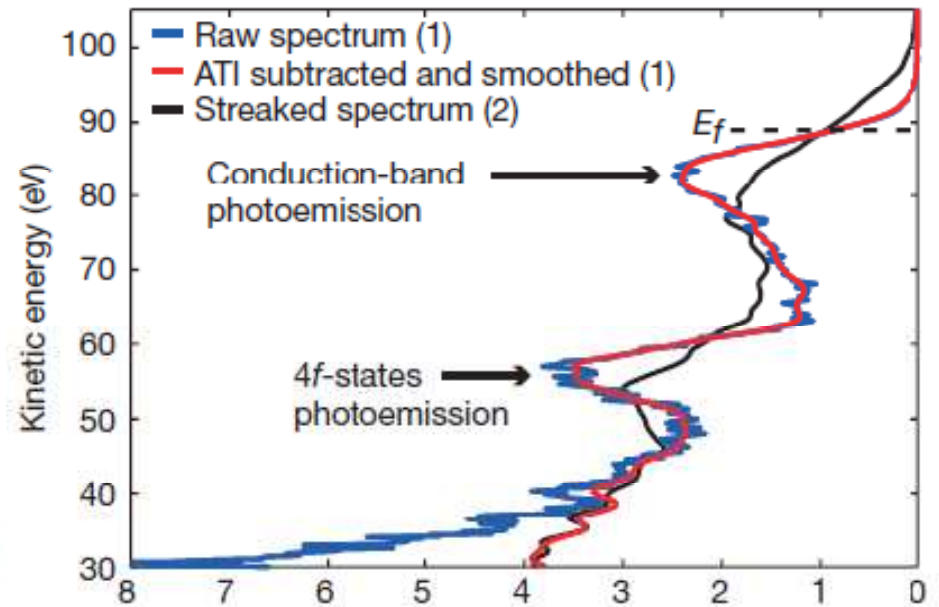
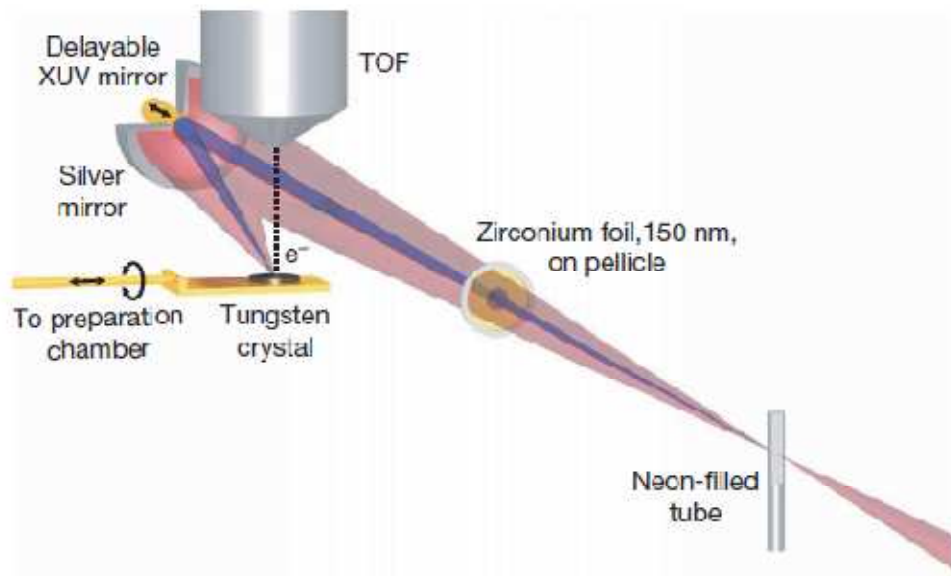
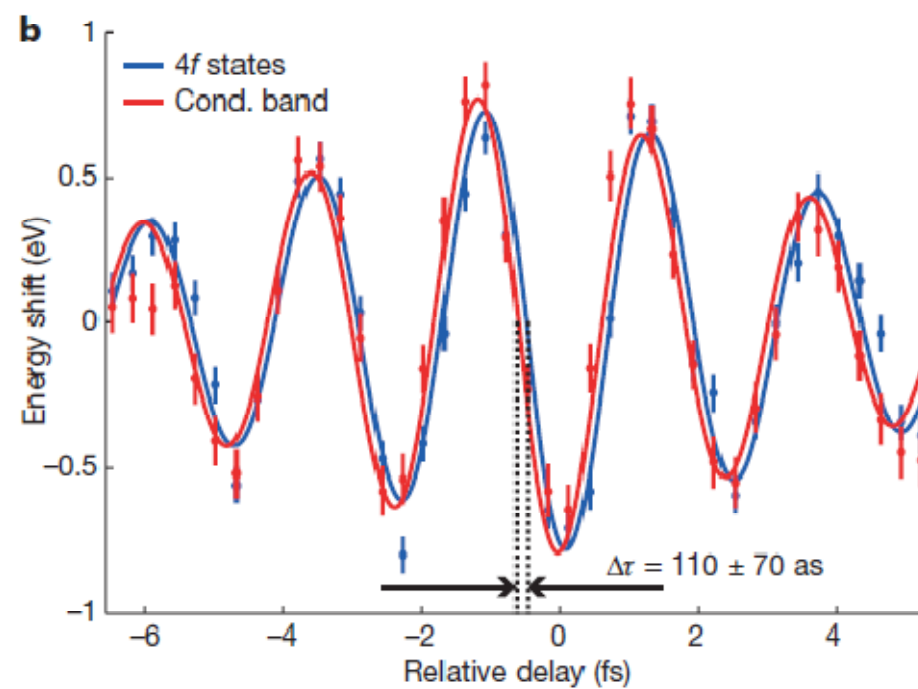
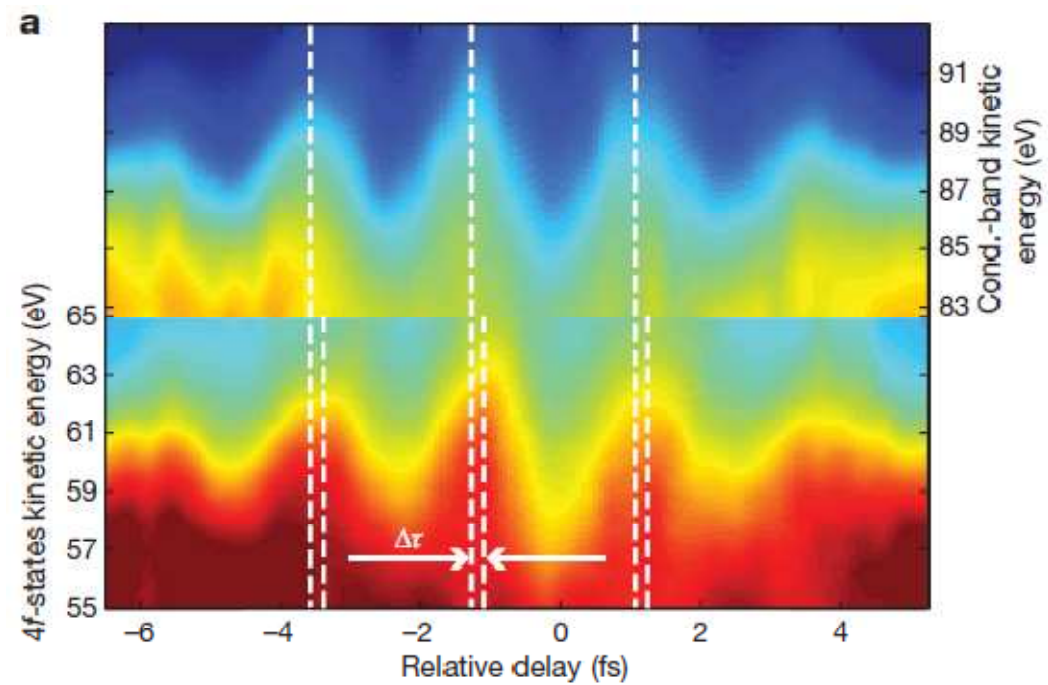


FIG. 3 (color online). The total cross section for double ionization of He vs the time delay between pump and probe pulses, for situations of different pumping UV pulses with durations: (a) $T_1 = 1.5$ fs and (b) $T_1 = 6.0$ fs.

Szilárdtestek attoszekundumos spektroszkópiája

XUV pump – IR probe





REVIEWS OF MODERN PHYSICS, VOLUME 81, JANUARY–MARCH 2009

Attosecond physics

Ferenc Krausz

Misha Ivanov

Új fizika: Schwinger limit

$$E_S = m_e^2 c^3 / e_0 \hbar = \frac{m_e c^2}{e_0 \frac{\hbar}{m_e c}} = \frac{m_e c^2}{e_0 \lambda_C} = 1,3 \times 10^{16} V/cm$$

$$\mathcal{I}_S = 10^{29} W/cm^2$$

Foton-foton szórás vákuumban, extrém kvantumelektrodinamika

Unruh sugárzás ... stb

Köszönöm a figyelmet!