

▶ О.Д.Далькаров (ФИАН)

▶ Стимулирование ядерных реакций при низких энергиях

▶ Черенковские чтения  
▶ 15.04.2014г.

# LOW ENERGY NUCLEAR REACTIONS?

AD Polosa & R Faccini

Dipartimento di Fisica, Sapienza Università di Roma



**Многофункциональная  
установка ГЕЛИС ЛЭВЭ ФИАН**  
(современное состояние и проводимые на ней исследования)

Установка ГЕЛИС представляет собой ускоритель ионов различных газов до энергии  $\leq 50$  кэВ и включает в себя:

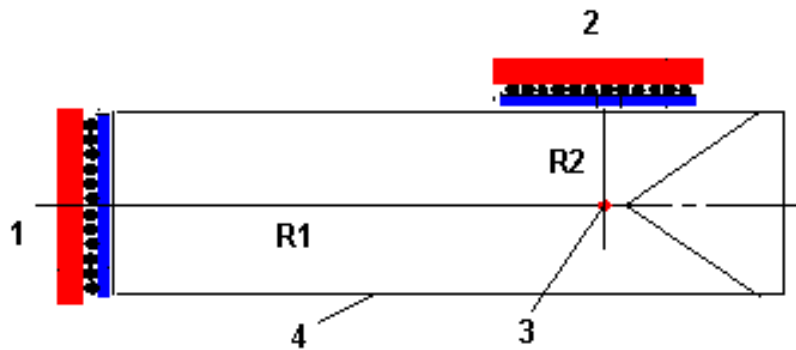
- ▶ ионный источник (собственно ускоритель) с оборудованием, обеспечивающим его питание;
- ▶ систему фокусировки ионного пучка;
- ▶ вакуумную систему;
- ▶ диагностическую аппаратуру для измерения тока и энергии ионного пучка.



# Цели исследований

- ▶ Исследование выходов реакций  $d(d,p)T$  и  $d(d,He^3)n$  из гетероструктур Pd и Ti в одном эксперименте
- ▶ Использование различных методов (нейтронный детектор СНМ-18 и трековый детектор CR-39) для измерения эмиссии протонов и нейтронов и их сравнение
- ▶ Определение коэффициентов усиления DD-реакции и потенциалов экранирования для мишеней (Pd и Ti) в диапазоне энергий 10 – 25 кэВ

# Схемы эксперимента



1 и 2 - два положения  $\text{He-3}$  детектора ( $R1 = 120 \text{ см}$ ,  $R2 = 30 \text{ см}$ ),  
3 – место расположения мишени, 4 –  
контуры установки ГЕЛИС.

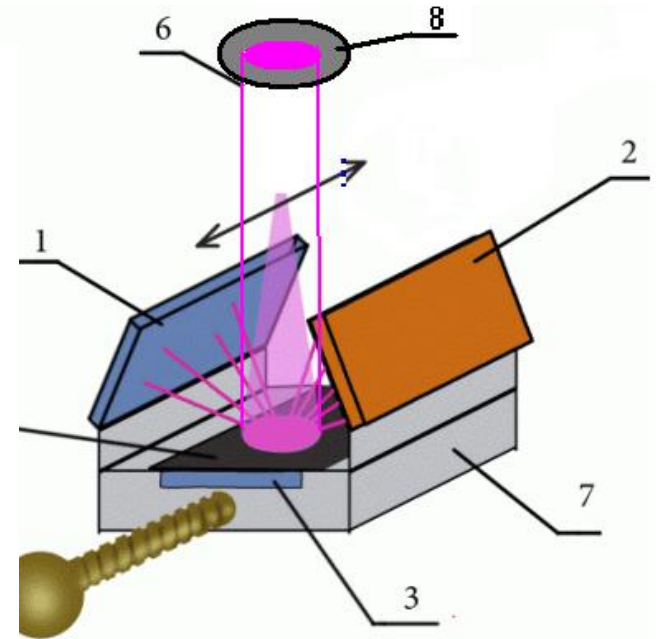
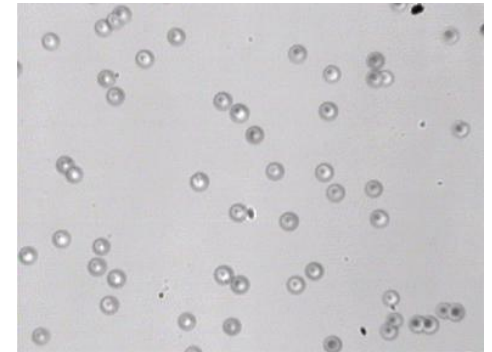
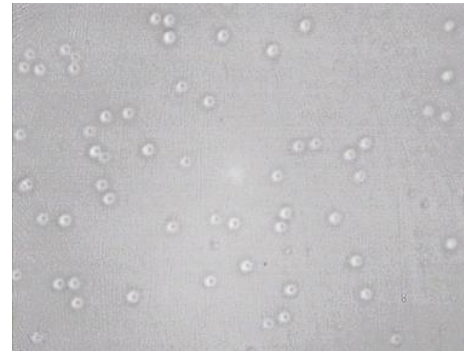
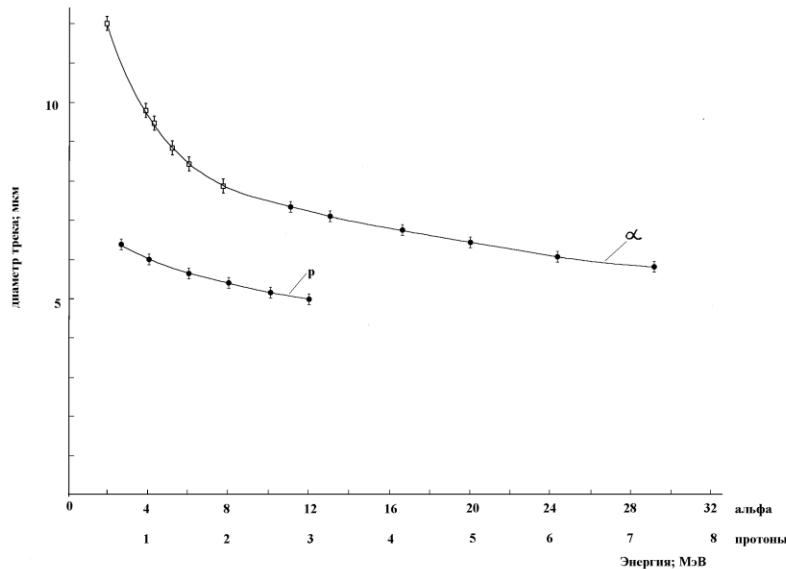


Схема расположения мишени и трековых детекторов в пучке ионов в установке ГЕЛИС. 1, 2, 3 – трековые детекторы CR-39 с различными покрытиями; 4 – мишень; 5 – манипулятор; 6 – пучок ионов; 7 – медная подложка; 8 – диафрагма.

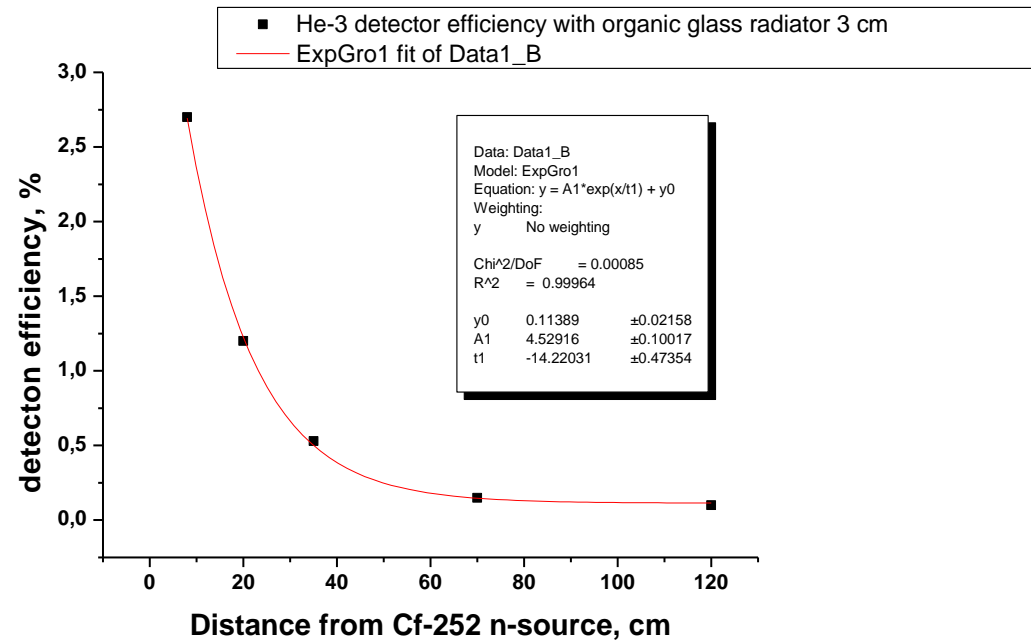
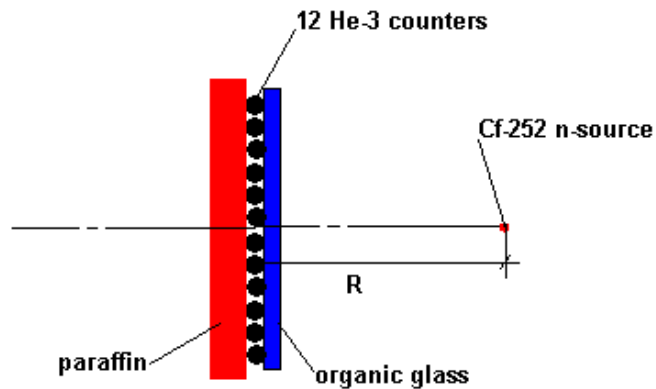
# Калибровка детектора CR-39

Калибровка детектора CR-39 была проведена с помощью протонного пучка ускорителя Ван-де-Граафа ( $E_p = 0.75 - 3.0$  МэВ), стандартных  $\alpha$ -источников ( $E_\alpha = 2 - 7.7$  МэВ) и пучка циклотрона ( $E_\alpha = 8 - 30$  МэВ) в НИИЯФ МГУ.



Tracks from 11.0 MeV  $\alpha$ -beam (right) and 2.5 MeV p-beam (left) image area  $S = 120 \times 90 \mu\text{m}^2$

# Калибровка детектора нейтронов





# Расчет значений выхода

$$Y_{DD \text{ a.u.}} = Y_{DD} / J_d = N_{\text{eff}}(T) \times \int_0^{E_d} f(E) \sigma_{DD}(E) (dx/dE) dE$$

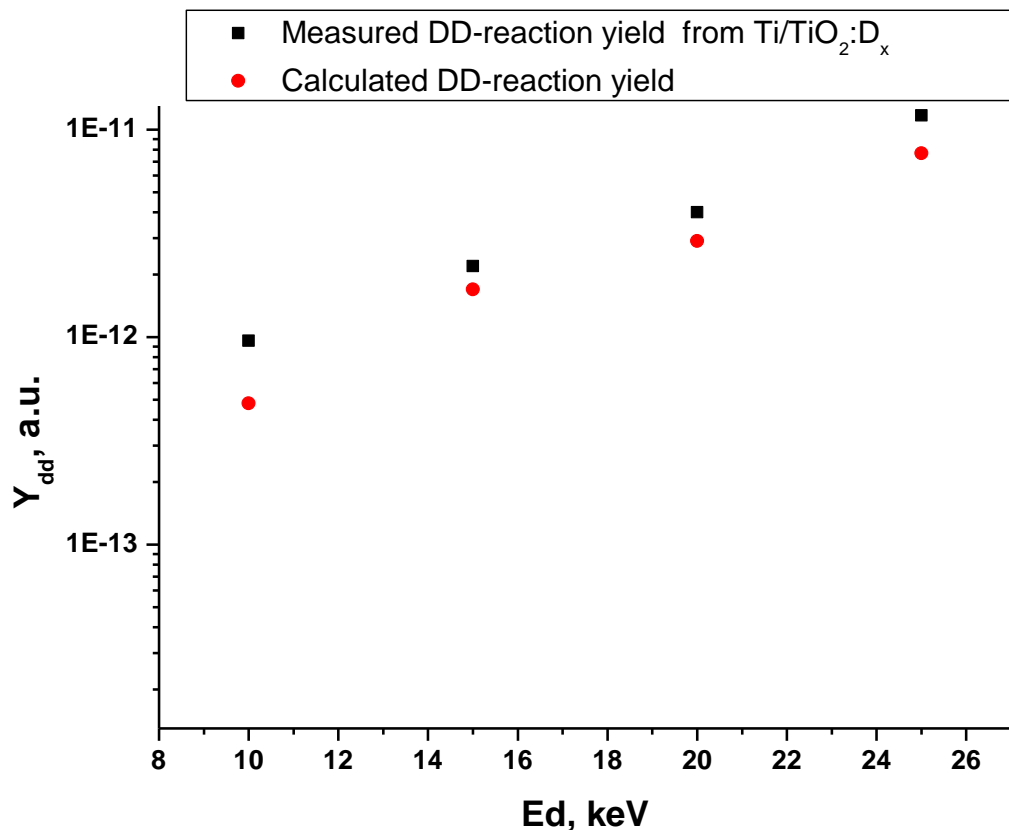
$$Y_b = N_{\text{eff}}(T) \times \int_0^{E_d} \sigma_{DD}(E) (dx/dE) dE$$

Here  $Y_{DD}$  – DD-reaction intensity,  $J_d$  – deuteron current;  $N_{\text{eff}}(T)$  – effective concentration of bounded D in metal at temperature T, captured at depth x: ( $N_{\text{eff}}(T) = N_0 \exp(-\varepsilon_d \Delta T / k_B T T_0)$ ), where  $N_0$  – D concentration at  $T_0 = 290$  K,  $\varepsilon_d$  – deuteron activation energy;  $\sigma_{DD}$  – is the «bare» DD- cross-section;  $dE/dx$  – is the stopping power in target calculated with Monte-Carlo code SRIM (J.F. Ziegler and J.P. Biersack, code SRIM 2003).

$f(E) = Y_{\text{exp}}(E) / Y_b(E) = \exp[\pi \eta(E) U_e / E]$  – enhancement factor;

# Экспериментальные данные ГЕЛИС

по выходу DD-реакции в дейтерированной мишени Ti.



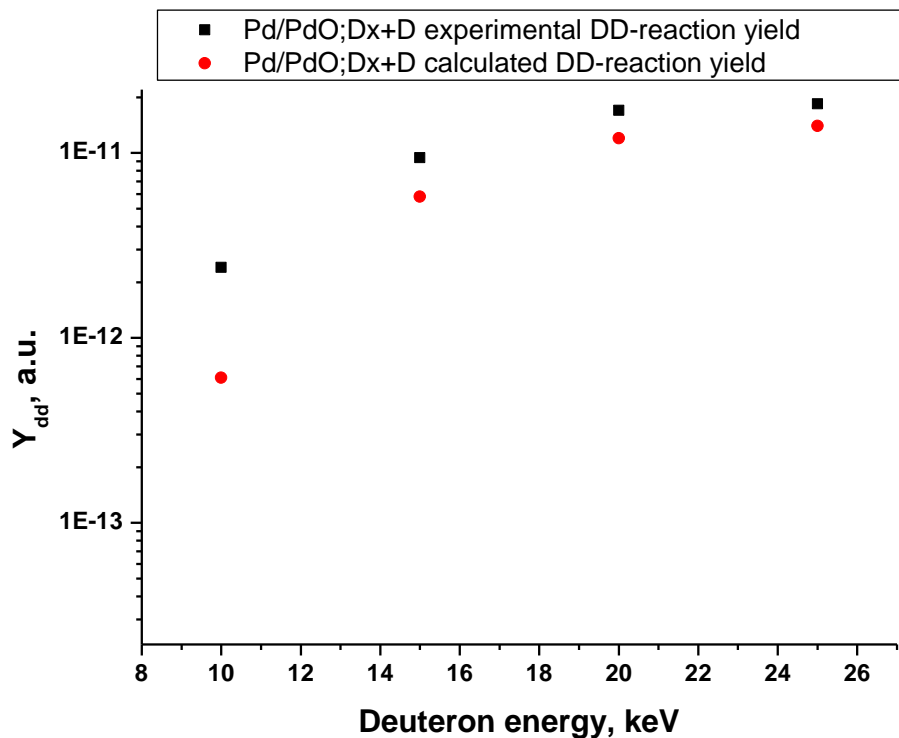
Энергия пучка, E <sub>d</sub> , кэВ	10	15	20	25
Коэффициент усиления, f	2.0	1.3	1.4	1.2

Зависимость выходов DD-реакции из мишени Ti/TiO<sub>2</sub>:D<sub>x</sub> от энергии пучка D<sup>+</sup>.

■ – измеренный выход DD-реакции по пучку, ● - выход DD-реакции, рассчитанный для данной энергии.

# Экспериментальные данные ГЕЛИС

по выходу DD-реакции в дейтерированной мишени Pd.

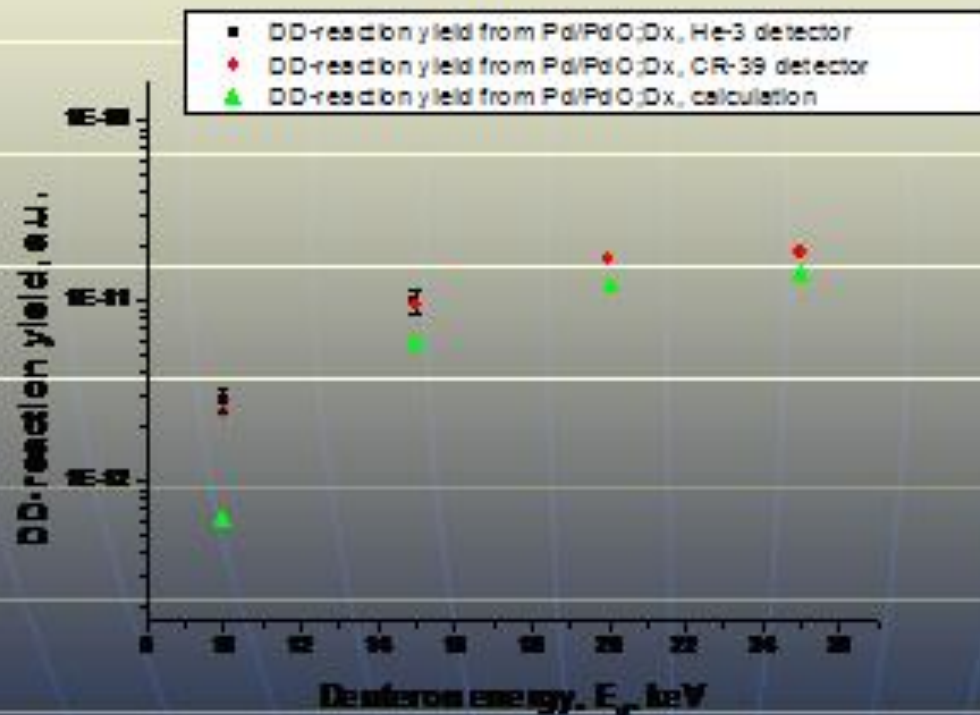


Энергия пучка, E <sub>d</sub> , кэВ	10	15	20	25
Коэффициент усиления, f	3.98	1.62	1.4	1.31

Зависимость выходов DD-реакции из мишени Pd/PdO:D<sub>x</sub> от энергии пучка D<sup>+</sup>.

■ – измеренный выход DD-реакции по пучку, ● - выход DD-реакции, рассчитанный для данной энергии.

# Сравнение данных детекторов CR-39 и He-3 с расчетом



# Мишень из поликристаллического алмаза

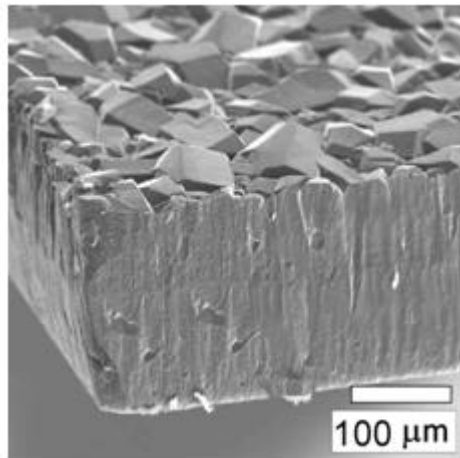


Фотография выращенной алмазной пленки на подложке кремния диаметром 57 мм .



Фотография изготовленной мишени из CVD-алмаза без кремниевой подложки диаметром 18 мм.

# Мишень из поликристаллического алмаза



Строение поликристаллической алмазной пленки в поперечном сечении.



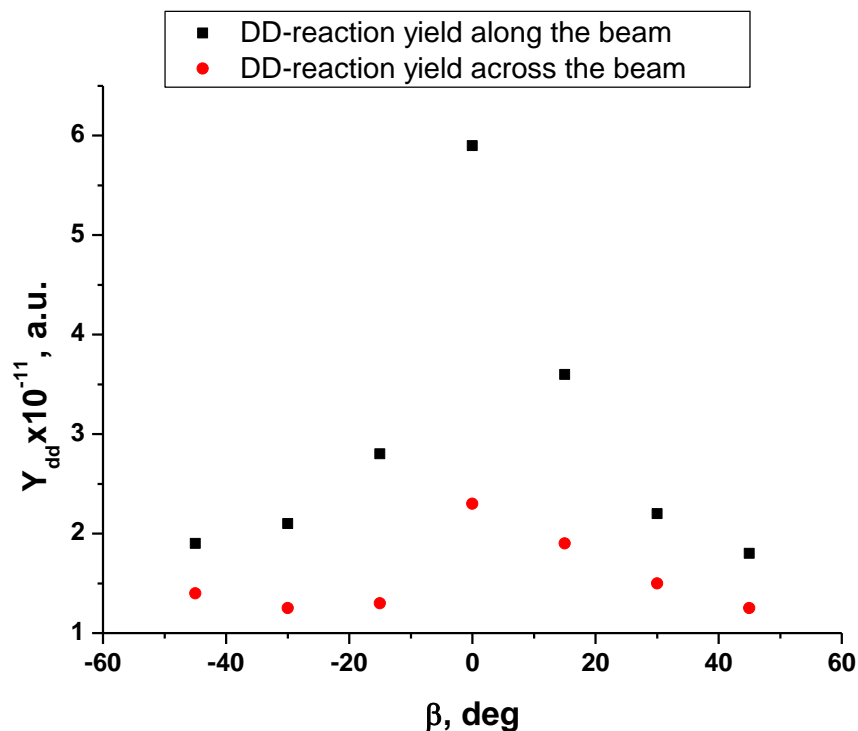
Лабораторный СВЧ-плазмохимический реактор УПСА-100 для выращивания алмазных пластин.

# Экспериментальные данные ГЕЛИС

Зависимость выхода нейтронов из образца CVD-алмаза от угла между пучком дейтронов и нормалью к плоскости

(■ - вдоль пучка, ● - поперек пучка).

Энергия пучка –  $E_d = 20$  кэВ, ток – 50-60 мкА .

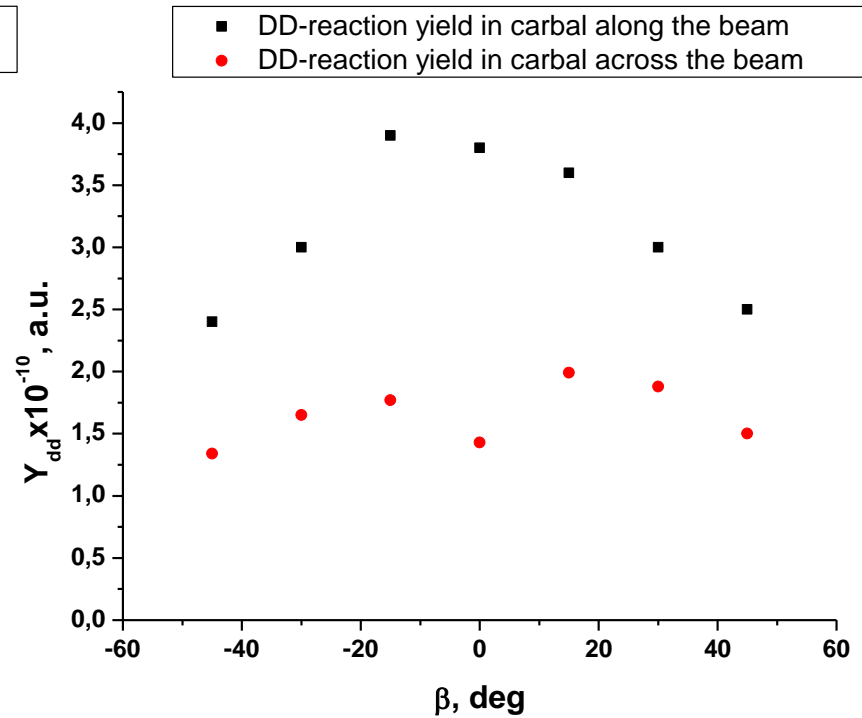
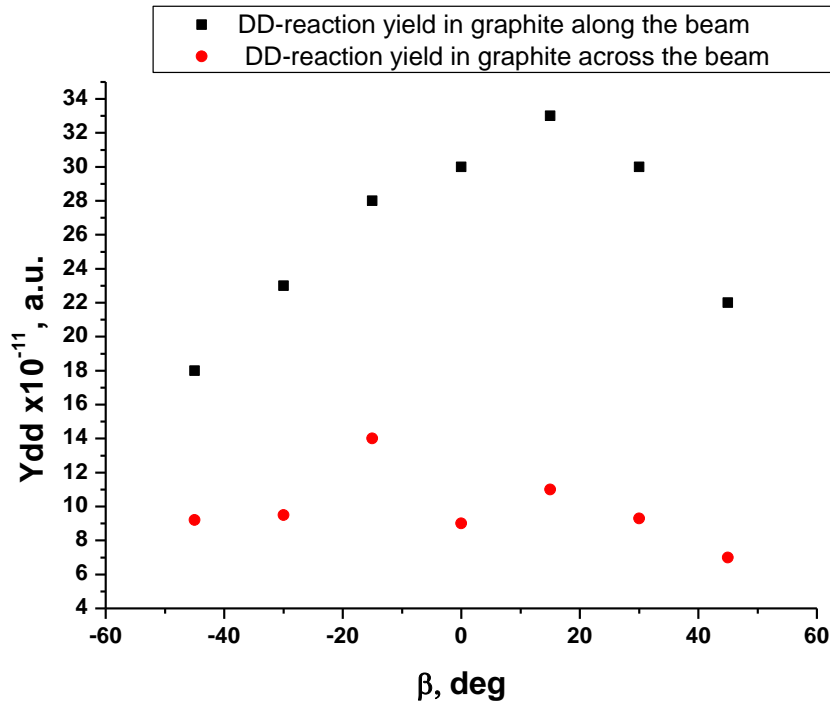


# Экспериментальные данные ГЕЛИС

Зависимость выхода нейтронов из образцов графита (слева) и карбала (справа) от угла между пучком дейтронов и нормалью к плоскости

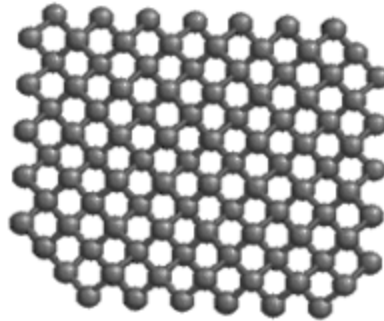
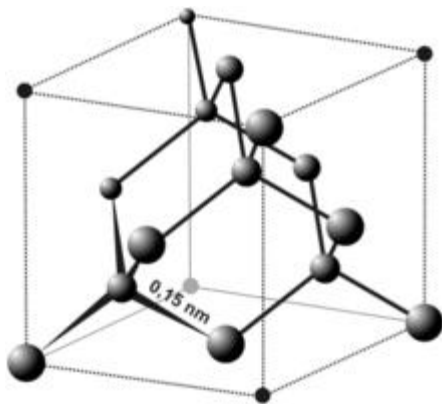
(■ - вдоль пучка, ● - поперек пучка).

Энергия пучка –  $E_d = 25$  кэВ, ток – 20 мкА.





## Схематическое изображение кристаллической решетки алмаза



Алмаз имеет кубическую кристаллическую решётку. Каждый атом углерода в структуре алмаза расположен в центре тетраэдра, вершинами которого служат четыре ближайших атома

# Основные результаты

- ▶ используя нейтронные счетчики СММ-18 и пластиковые трековые детекторы CR-39 на установке ГЕЛИС проведены измерения выходов DD-реакций из Pd/PdO:Dx и Ti/TiO<sub>2</sub>:Dx в диапазоне энергии ионов D<sup>+</sup> 10–25 кэВ, сравнения с расчетами показали наличие эффектов усиления выходов DD-реакций;
- ▶ показано, что воздействие пучков ионов H<sup>+</sup> и Ne<sup>+</sup> в диапазоне энергий 10 – 25 кэВ на дейтерированные мишени из Pd и Ti приводит к стимулированию выходов DD-реакции;
- ▶ исследование выхода нейтронов (продуктов DD-реакций) из образцов CVD-алмаза и различных образцов углерода (графит, карбал) в зависимости от угла между пучком дейтронов и нормалью к плоскости мишени показало, что ориентация образца по отношению к пучку дейтронов оказывает влияние на величину выхода нейтронов (эффект “каналирования”).

1. А.В.Багуля, О.Д. Далькаров, М.А. Негодаев, А.С. Русецкий, А.П. Чубенко, **Исследование выходов DD-реакций из гетероструктуры Pd/PdO:Dx при низких энергиях на установке ГЕЛИС**, Краткие сообщения по физике ФИАН, **39(9)**, 3 (2012).
2. А.В.Багуля, О.Д. Далькаров, М.А. Негодаев, А.С. Русецкий, А.П. Чубенко, **Исследование выходов DD-реакций из гетероструктуры Ti/TiO2:Dx при низких энергиях на установке ГЕЛИС**, Краткие сообщения по физике ФИАН, **39(12)**, 3 (2012).
3. А.В.Багуля, О.Д. Далькаров, М.А. Негодаев, А.С. Русецкий, А.П. Чубенко, А.Л. Щепетов, **Исследование стимулирования выходов DD-реакций из гетероструктуры Pd/PdO:Dx пучками ионов H<sup>+</sup> и Ne<sup>+</sup> на установке ГЕЛИС**, Краткие сообщения по физике ФИАН, **40(10)**, 15 (2013).
4. А.В.Багуля, О.Д. Далькаров, М.А. Негодаев, А.С. Русецкий, А.П. Чубенко, А.Л. Щепетов, **Стимулирование выходов DD-реакций из гетероструктуры Ti/TiO2:Dx пучками ионов H<sup>+</sup> и Ne<sup>+</sup> на установке ГЕЛИС**, Краткие сообщения по физике ФИАН, **40(11)**, 3 (2013).



# The LUNA Collaboration

## 1. Electron screening in $d(d,t)p$ for deuterated metals and the periodic table

*Physics Letters B 547 (2002) 193*

F. Raiola, P. Migliardi, L. Gang, C. Bonomo, G. Gyürky, R. Bonetti, C. Brogini, N.E.Christensen, P. Corvisiero, J. Cruz, A. D'Onofrio, Z. Fülöp, G. Gervino, L. Gialanella, A.P. Jesus, M. Junker, K. Langanke, P. Prati, V. Roca, C. Rolfs, M. Romano, E. Somorjai, F. Strieder, A. Svane, F. Terrasi, J. Winter

## 2. Enhanced electron screening in $d(d,t)p$ for deuterated metals

*European Physical Journal A19 (2004) 283*

F. Raiola, L. Gang, C. Bonomo, G. Gyürky, M. Aliotta, H.-W. Becker, R. Bonetti, C. Brogini, P. Corvisiero, A. D'Onofrio, Z. Fülöp, G. Gervino, L. Gialanella, M. Junker, P. Prati, V. Roca, C. Rolfs, M. Romano, E. Somorjai, F. Strieder, F. Terrasi, G. Fiorentini, K. Langanke, J. Winter

The electron screening effect in the  $d(d, p)t$  reaction has been studied for 29 deuterated metals and 5 deuterated insulators/semiconductors. As compared to measurements performed with a gaseous  $D_2$  target, **a large effect has been observed in the metals** V, Nb, Ta, Cr, Mo, W, Mn, Re, Fe, Ru, Co, Rh, Ir, Ni, Pd, Pt, Zn, Cd, Sn, Pb. An explanation of this apparently novel feature of the periodic table is missing.

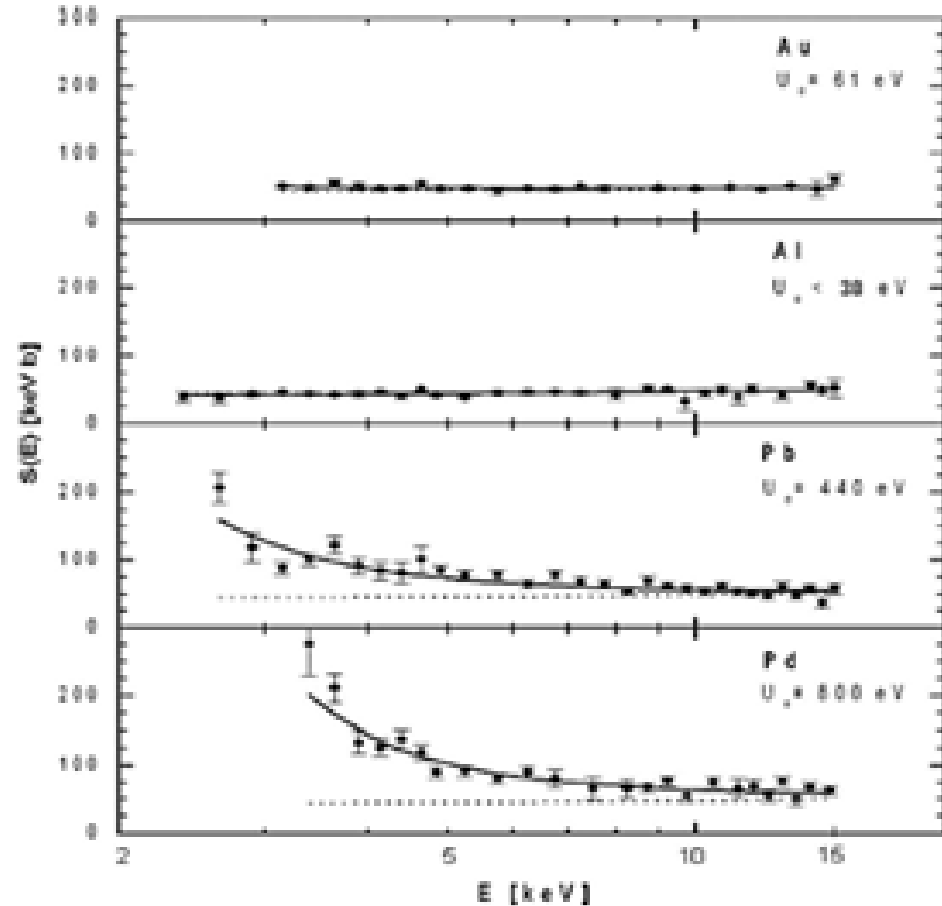
# Screening effects from d+d experiments

**Screening:**

$$V(r) = \frac{e^2}{r} e^{-r/\lambda}$$

$$U_s = \frac{e^2}{\lambda}$$

Raiola et al, *Phys. Lett. B*  
547 193 (2002)



**НЕЙТРОНЫ В ПРОЦЕССЕ  
ВЫСОКОВОЛЬТНОГО РАЗРЯДА  
В АТМОСФЕРЕ**

# 1ST EXAMPLE: NEUTRONS IN LIGHTENINGS

PRL 111, 115003 (2013)

PHYSICAL REVIEW LETTERS

week ending  
13 SEPTEMBER 2013

## Observation of Neutron Bursts Produced by Laboratory High-Voltage Atmospheric Discharge

A. V. Agafonov,<sup>1</sup> A. V. Bagulya,<sup>1</sup> O. D. Dalkarov,<sup>1,2</sup> M. A. Negodaev,<sup>1</sup> A. V. Oginov,<sup>1,\*</sup> A. S. Rusetskiy,<sup>1</sup>  
V. A. Ryabov,<sup>1</sup> and K. V. Shpakov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences (FIAN), Leninsky Prospekt, 53, Moscow 119991, Russia*

<sup>2</sup>*Centre for Fundamental Research (MIEM NRU HSE), Myasnizkaya, 20, Moscow 101000, Russia*

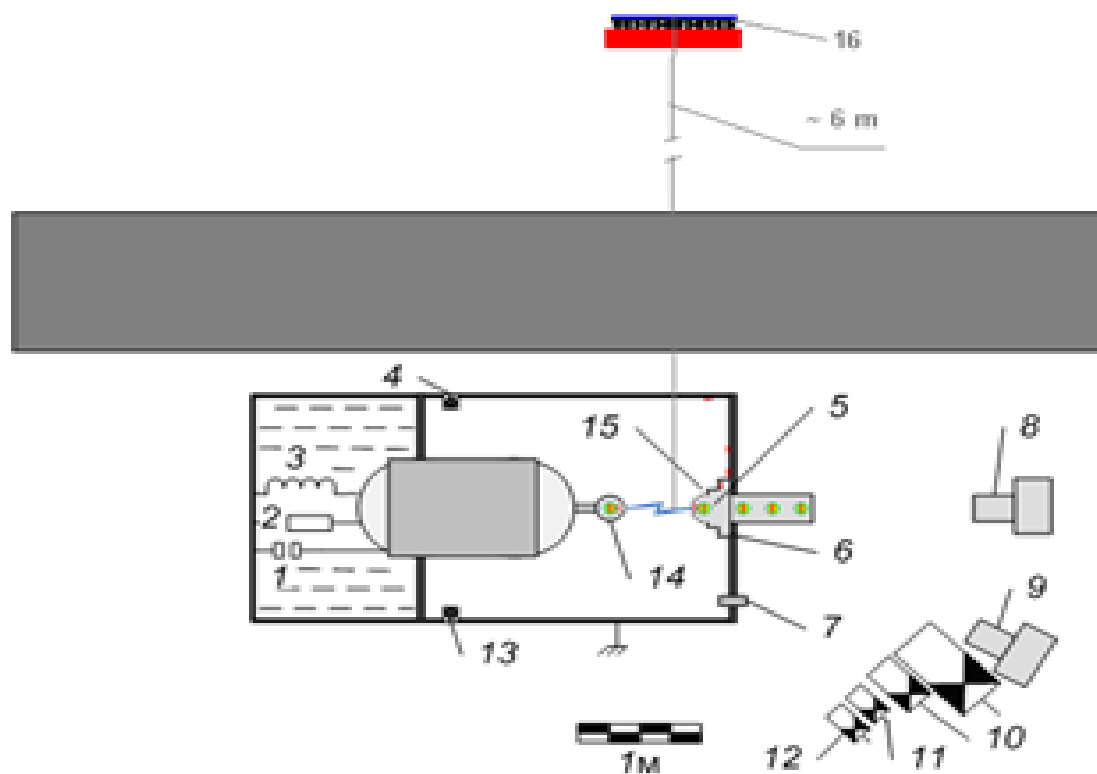
(Received 10 April 2013; published 12 September 2013)

For the first time the emission of neutron bursts in the process of high-voltage discharge in air was observed. Experiments were carried out at an average electric field strength of  $\sim 1 \text{ MV} \cdot \text{m}^{-1}$  and discharge current of  $\sim 10 \text{ kA}$ . Two independent methods (CR-39 track detectors and plastic scintillation detectors) registered neutrons within the range from thermal energies up to energies above 10 MeV and with an average flux density of  $\geq 10^6 \text{ cm}^{-2}$  per shot inside the discharge zone. Neutron generation occurs at the initial phase of the discharge and correlates with x-ray generation. The data obtained allow us to assume that during the discharge fast neutrons are mainly produced.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.115003

PACS numbers: 52.80.Mg, 24.10.-i, 28.20.-v, 29.40.Gx

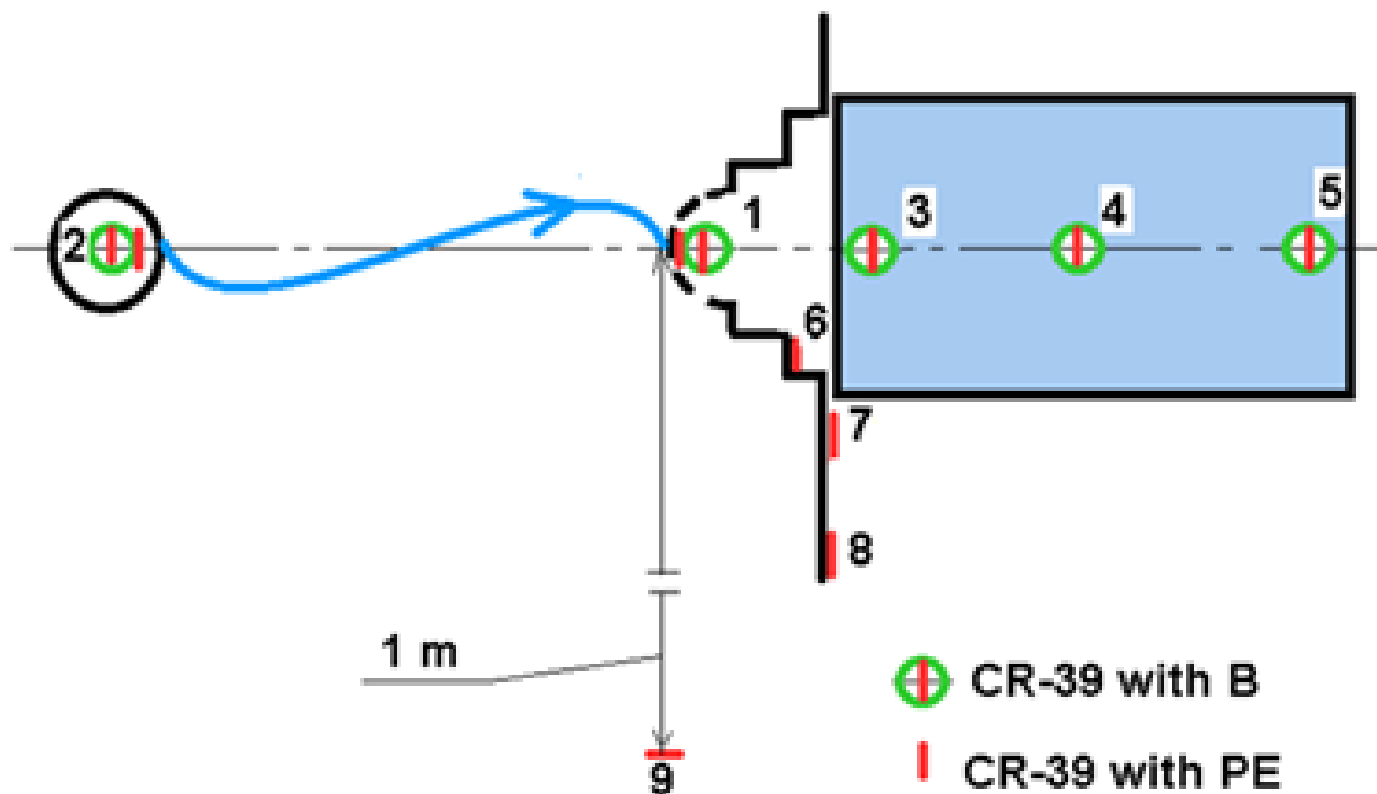
**Схема расположения диагностик:** 1 – емкостный делитель, 2 – активный делитель, 3 – ввод от ПИН, 4, 13 – магнитные зонды, 5 – трековые детекторы, 6 – анодный шунт, 7 – пояс Роговского, 8, 9 – интегральные фотокамеры, 10 – сцинтилляционные детекторы, 11 – детектор УФ излучения, 12 – ФЭУ на видимый свет, 14 – катод, 15 – аноды, 16 – детектор нейтронов на основе He-3 счетчиков с парафиновым радиатором.





## Схема расположения трековых детекторов CR-39.

Детектор 1 расположен внутри анода, детектор 2 – внутри катода.  
Детекторы 3, 4 и 5 помещены в сосуд с водой.

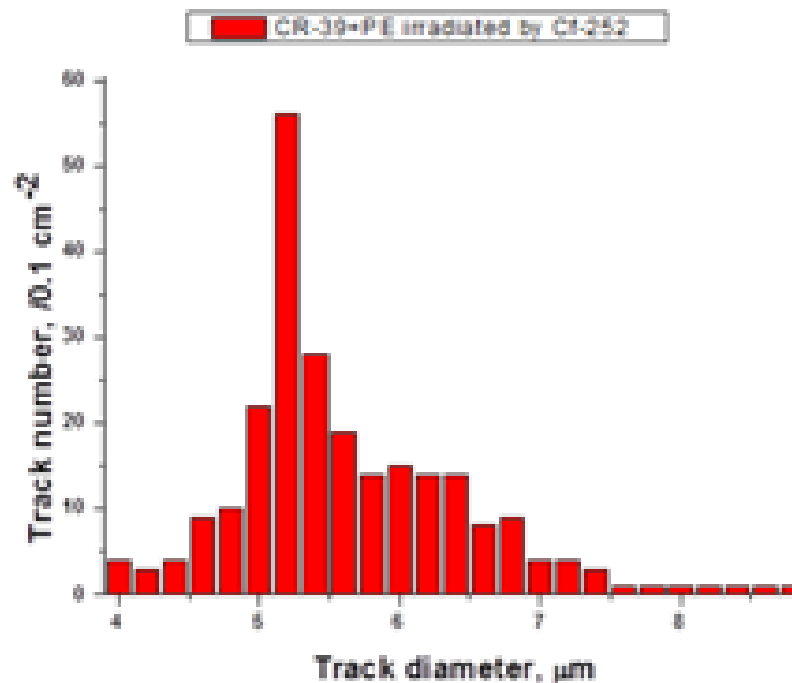


## Калибровка детектора CR-39 быстрыми нейтронами

Распределение диаметров треков протонов отдачи после облучения трекового детектора CR-39 нейтронами от источника Cf-252 с активностью  $3 \cdot 10^4$  н/с в телесный угол  $4\pi$  ср (7 ч травления детектора в 6M NaOH, при  $t = 70$  °C).

Средняя эффективность регистрации быстрых нейтронов трековым детектором с PE радиатором 120 мкм оказалась равной  $\eta_{n3} = 5.7 \cdot 10^{-5}$

Треки протонов отдачи имеют диаметры 4 – 8 мкм



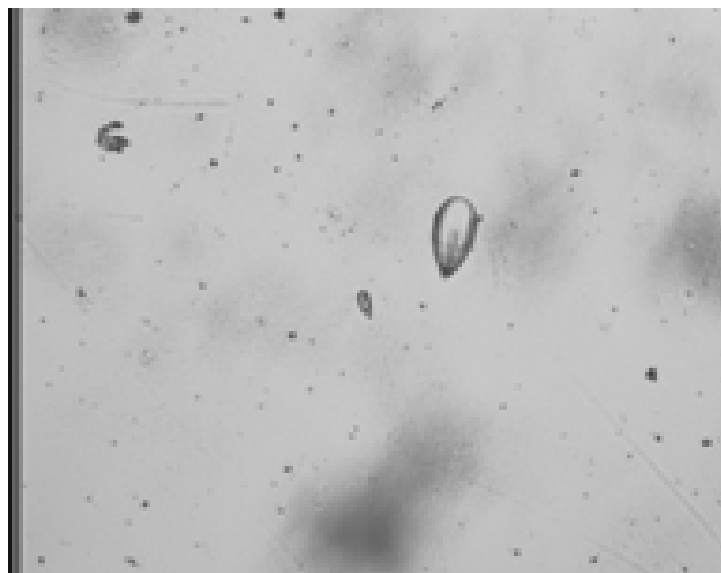
## Калибровка детектора CR-39 тепловыми нейтронами

- Регистрация тепловых нейтронов по реакции  
 $B-10 + n \rightarrow Li-7 (0.8 \text{ МэВ}) + He-4 (2 \text{ МэВ})$

Треки альфа-частиц с  $E_{\alpha} \leq 2 \text{ МэВ}$  имеют диаметры  
10 – 12 мкм

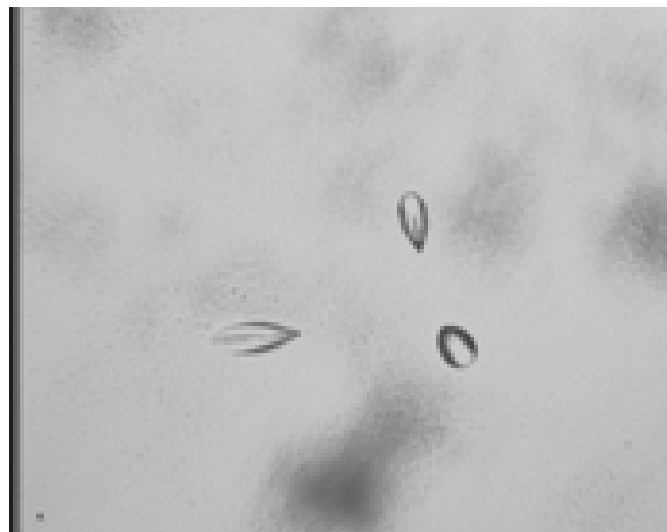
Средняя эффективность регистрации тепловых  
нейтронов трековым детектором, помещенным в  
раствор тетрабората Na, оказалась равной

$$\eta_{n2} = 1.4 \cdot 10^{-6}$$



## Калибровка детектора CR-39 нейтронами с энергией $E_n > 10$ МэВ

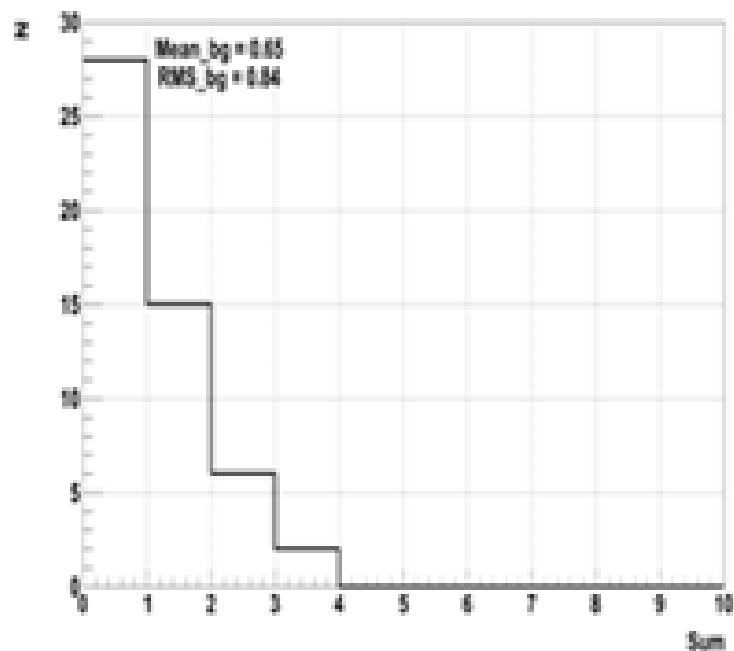
- Регистрация быстрых нейтронов по реакции  $C-12 + n \rightarrow 3\alpha + n'$ , которая имеет порог около 10 МэВ
- Характерная картина распада ядра C-12 – три альфа-частицы, треки которых исходят из одной точки
- Средняя эффективность регистрации быстрых нейтронов с энергией  $E_n > 10$  МэВ трековым детектором с РЕ радиатором 120 мкм оказалась равной  $\eta_{n\alpha} = 1.2 \cdot 10^{-6}$ .



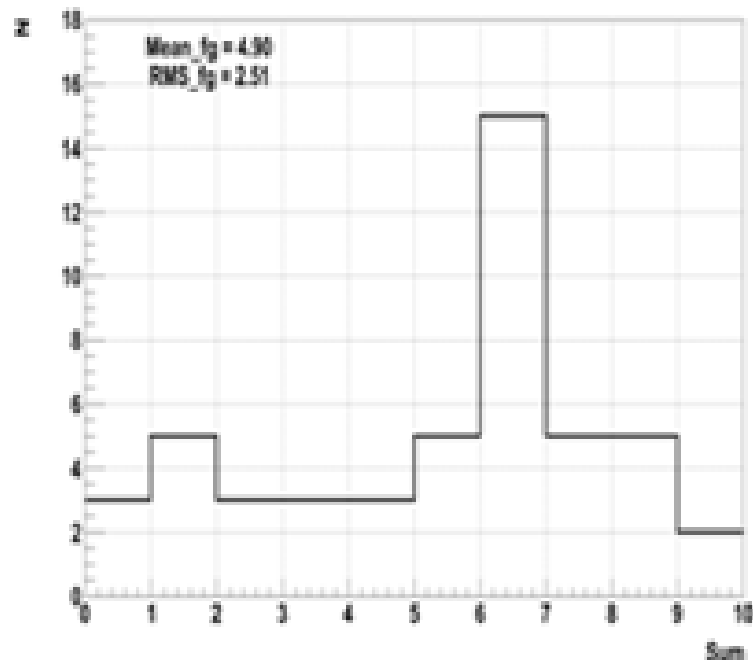
Распределения количества отсчетов детектора He-3 в момент выстрела (справа) и за 10 с до выстрела (слева)

Детектор He-3 (12 каналов) расположен за защитной стеной (железо+свинец+парафин) на расстоянии ~6 м от зоны разряда. Эффективность детектора He-3 с источником Cf-252 –  $\eta_{\text{He-3}} = 4.5 \cdot 10^{-2}$

ERG-2seria-prodolgienie-1a-2012-12-06-4g



ERG-2seria-prodolgienie-1a-2012-12-06-4g



Детектор He-3 (12 счетчиков СМ-18) расположен за защитной стеной (железо+свинец+парафин) на расстоянии ~6 м от зоны разряда. Эффективность детектора He-3 с источником Cf-252

$$\Gamma_{\text{He-3}} = 4.5 \cdot 10^{-2}$$

Его показания в момент разряда (определяется по звуку) записываются. Фон берется за 10 с до выстрела.

За 50 выстрелов

$$\text{Средний фон } \langle N_{\text{bg}} \rangle = (0.6 \pm 0.5) \text{ с}^{-1}$$

$$\text{Средний эффект } \langle N_{\text{fg}} \rangle = (4.9 \pm 2.5) \text{ с}^{-1}$$

Средний поток нейтронов  $\langle n_n \rangle = (4 \pm 2) \cdot 10^8$  за выстрел

Максимальный поток нейтронов

$$\Gamma_{n \text{ max}} = 8.4 \cdot 10^8 \text{ за выстрел}$$

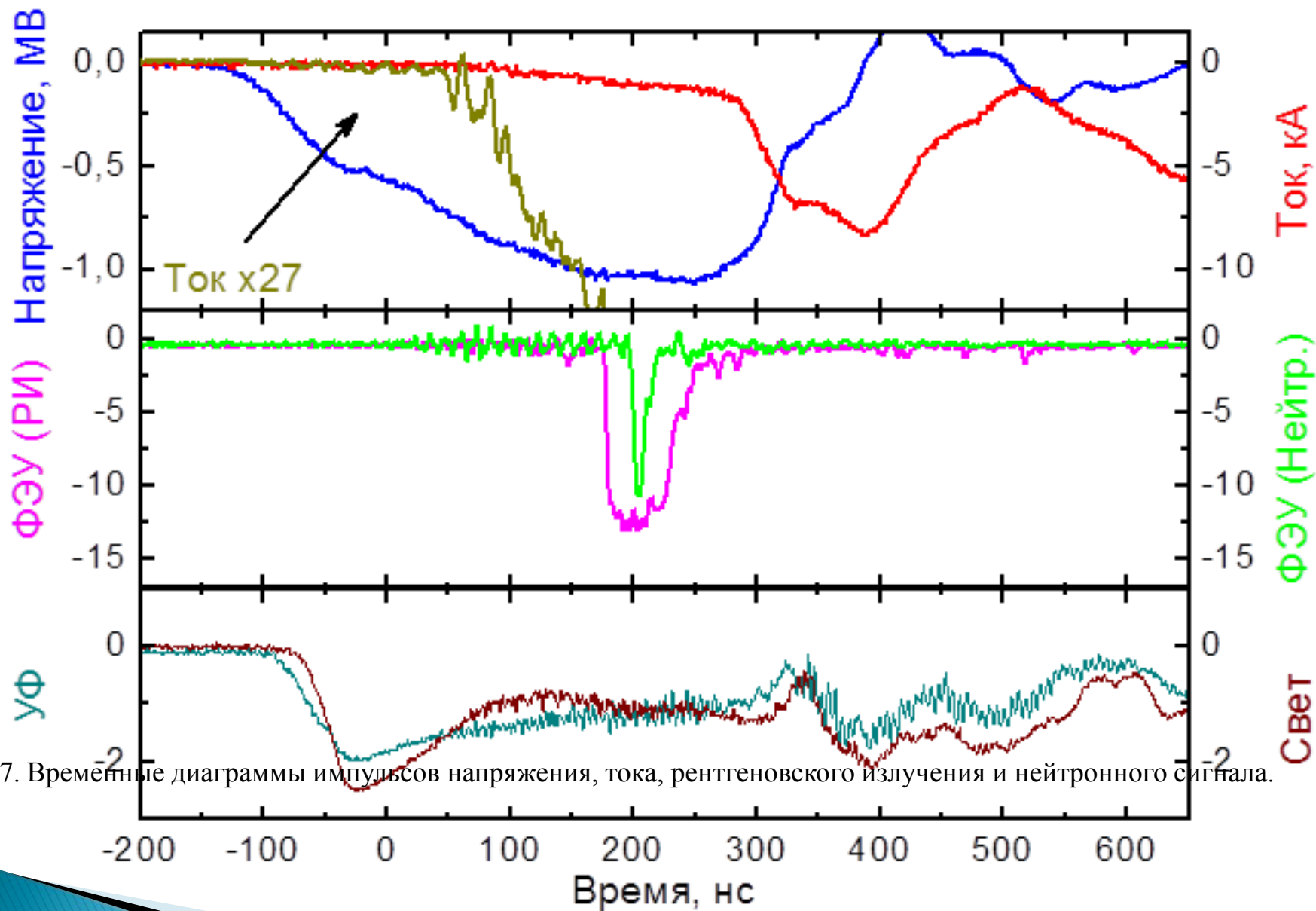
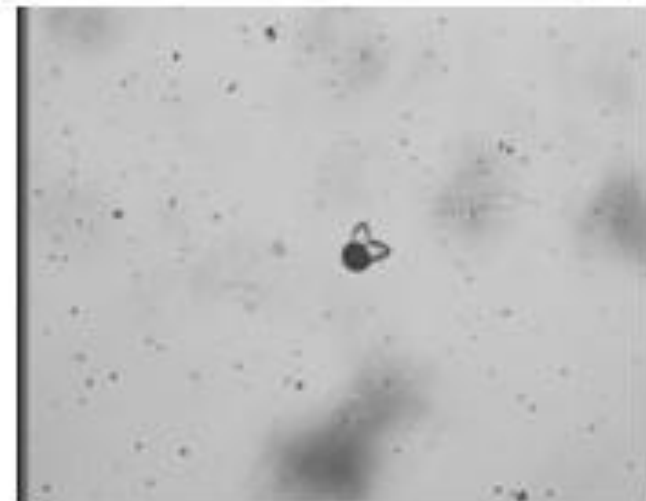
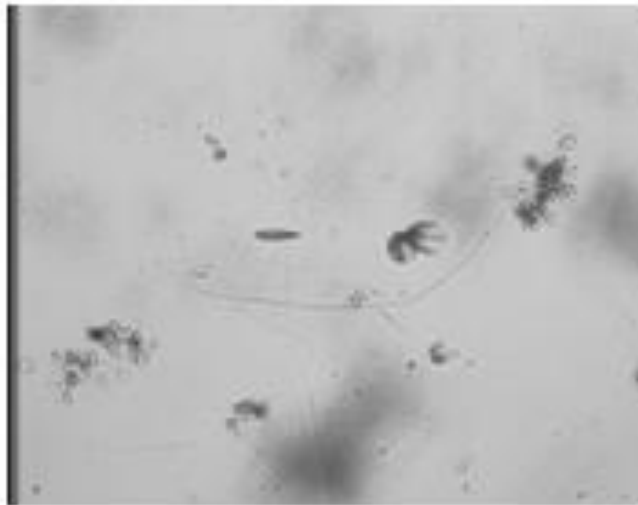
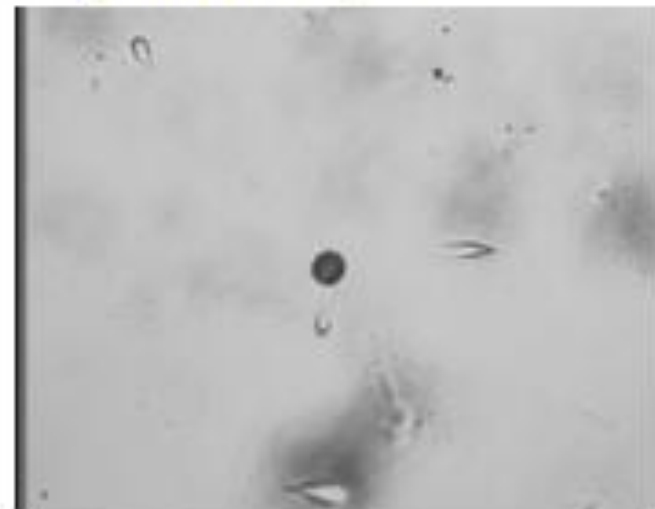
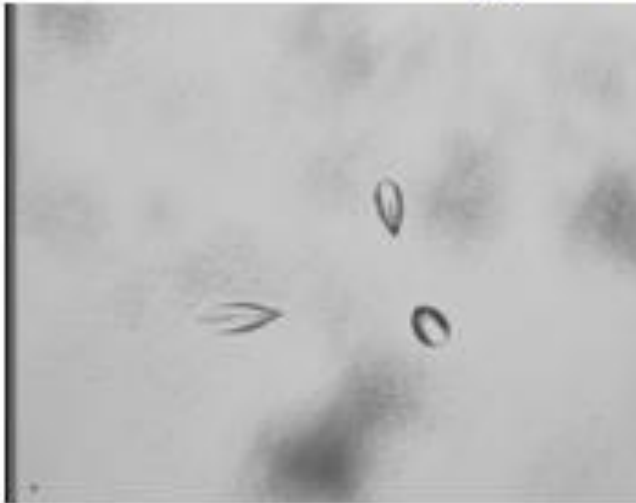


Рис.7. Временные диаграммы импульсов напряжения, тока, рентгеновского излучения и нейтронного сигнала.

На детекторе Э1-1 найдено 10 событий распада ядра С-12  
на 3  $\alpha$ -частицы

Средний поток нейтронов с энергией  $E_n > 10$  МэВ  
 $\langle n_{n3} \rangle = 1.4 \cdot 10^5$  н/выстрел в 4п ср





# Выводы

- 1) Двумя независимыми методами (трековым детектором CR-39 и детектором нейтронов на основе He-3 счетчиков) установлено, что в процессе высоковольтного разряда в воздухе при средней напряженности поля  $\sim 1$  МВ/м и токе  $\sim 10$  кА, зарегистрирована эмиссия нейтронов в широком диапазоне энергий (от тепловых до энергий больше 10 МэВ) с интенсивностью более  $10^8$  нейтронов за выстрел.
- 2) При увеличении влажности воздуха поток нейтронов возрастает до  $\sim 20$  %.
- 3) При уменьшении диаметра электродов с 8 до 4 см средний поток нейтронов возрос примерно в 2 раза.
- 4) Данные трековых детекторов позволяют предположить, что в момент разряда образуются быстрые нейтроны, которые затем замедляются и превращаются в тепловые.
- 5) Также результаты эксперимента дают указания на то, что источником нейтронов являются поверхности высоковольтных электродов, которые подвергаются воздействию сильных электрических полей и ионной бомбардировке в процессе разряда.
- 6) Для объяснения механизма наблюдаемой эмиссии нейтронов и уточнения местоположения их источника требуется проведение дополнительных экспериментов.

# Теоретические модели



## Outline

---

- Excess energy in the Fleischmann and Pons experiment
- A conventional theorist's view of the world in 1989
- Challenges from a nuclear perspective
- Challenges from a condensed matter perspective
- Think about fusion in  $D_2$  molecule
- 1<sup>st</sup> round of CF theories: Chubb, Kim, Takahashi
- Low-energy deuteron beam experiments
- Kalman model for phonon-mediated effects
- Widom-Larsen model



# Coulomb repulsion is biggest effect in $D_2$

---

- Coulomb repulsion shows up through the Gamow factor squared ( $e^{-2G}$  term)
- Reduces reaction rate by about 70 orders of magnitude
- It was proposed early on that screening effects might occur that would improve this
- Can be calculated using condensed matter theories
- Can be tested experimentally in low-energy deuteron beam experiments



# Many theories

---

- More than 500 theory papers on anomalies in Fleischmann-Pons experiments
- Large majority focused on problem of how to get two deuterons together
- To misquote Preparata, since there can only be 1 right theory, expect that large majority of theories are wrong
- In what follows, we will begin considering some of them



# T Chubb and S Chubb model

---

**Model:** deuterons in a periodic potential

**Claim:** Coulomb barrier suppressed

Simplest model Hamiltonian:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2 \nabla_1^2}{2M} - \frac{\hbar^2 \nabla_2^2}{2M} + V(\mathbf{r}_1) + V(\mathbf{r}_2) + U(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|)$$

**$V(\mathbf{r})$  : Periodic potential within crystal**

**$U(r)$  : Repulsive potential between 2 deuterium atoms**



# T Chubb argument

---

Focus on simplest version of the problem. Talbot's argument was based on using a variational wavefunction of the form

$$\Psi = \phi(\mathbf{r}_1)\phi(\mathbf{r}_2)g(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|)$$
$$\phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{N_{\text{cell}}}} \sum_j u_j(\mathbf{r})$$

This wavefunction assume a local Gaussian orbital  $u$  at each site  $j$ , and a screening function  $g$  to have them avoid each other when they get close together



# Think about result

---

The variational wavefunction of Chubb and Chubb can be expanded to

$$\Psi = \frac{1}{N_{\text{coll}}} \sum_{j \neq k} \mu_j(\mathbf{r}_1) \mu_k(\mathbf{r}_2) + \frac{1}{N_{\text{coll}}} \sum_j \mu_j(\mathbf{r}_1) \mu_j(\mathbf{r}_2) g(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|)$$

We could use a slightly different one that looks like

$$\Psi = \frac{1}{N_{\text{coll}}} \sum_{j \neq k} \mu_j(\mathbf{r}_1) \mu_k(\mathbf{r}_2) + \frac{1}{N_{\text{coll}}} \sum_j \nu_j(\mathbf{r}_1) \nu_j(\mathbf{r}_2) g(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|)$$

Optimization using this wavefunction results in full Coulomb repulsion





# Kim Theory

**Model:** positively charged particles in parabolic well trap

$$\hat{H} = \sum_j -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_j^2 + \sum_j \frac{1}{2} m \omega_0^2 |\mathbf{r}_j|^2 + \sum_{j < k} \frac{e^2}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k|}$$

**Claim:** Coulomb barrier suppressed

**$\Gamma = \Omega N B \omega_0^2$  total fusion rate**

**Fraction of deuterons in BE ground state:  $\Omega$**

**Number of atoms in a cluster:  $N$**

**Scaled astrophysical S-factor:  $B$**

**Trap parameter:  $\omega_0$**

Y. Kim,  
*Naturwissenschaften*,  
96 803 (2009)



# Kim's argument

The more sophisticated of Kim's two arguments is equivalent to making a Hartree independent particle approximation (Kim used a density functional formalism, and the resulting Kohn-Sham equation can be interpreted as a Hartree model)

$$\Psi = \prod_j \phi_j(\mathbf{r}_j)$$

The single particle orbitals in the Hartree approximation are optimized by minimizing the total energy (and then used to estimate the fusion rate)

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \phi(\mathbf{r}) + V(\mathbf{r}) \right] \phi(\mathbf{r}) = \epsilon \phi(\mathbf{r})$$

$$V(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} m \omega_0^2 |\mathbf{r}|^2 + e^2 (N-1) \int \frac{|\phi(\mathbf{s})|^2}{|\mathbf{r}-\mathbf{s}|} d\mathbf{s}$$



# Challenge for Kim model

---

- No Gamow factor associated with the Coulomb barrier in rate calculation
- So, what is the mechanism for suppression of the Coulomb barrier?
- Reaction rate computed from approximate model solution with no particle-particle correlation
- But fusion rate critically dependent on particle-particle correlation
- More accurate local solution shows Coulomb barrier still present
- Hindrance of rate appears with more accurate solution

$$\Gamma \rightarrow \Omega N B \omega_0^2 e^{-2G}$$

- If Coulomb barrier to be suppressed, there needs to be a mechanism

О.Д. Далькаров, П.А.Хахулин (2012)

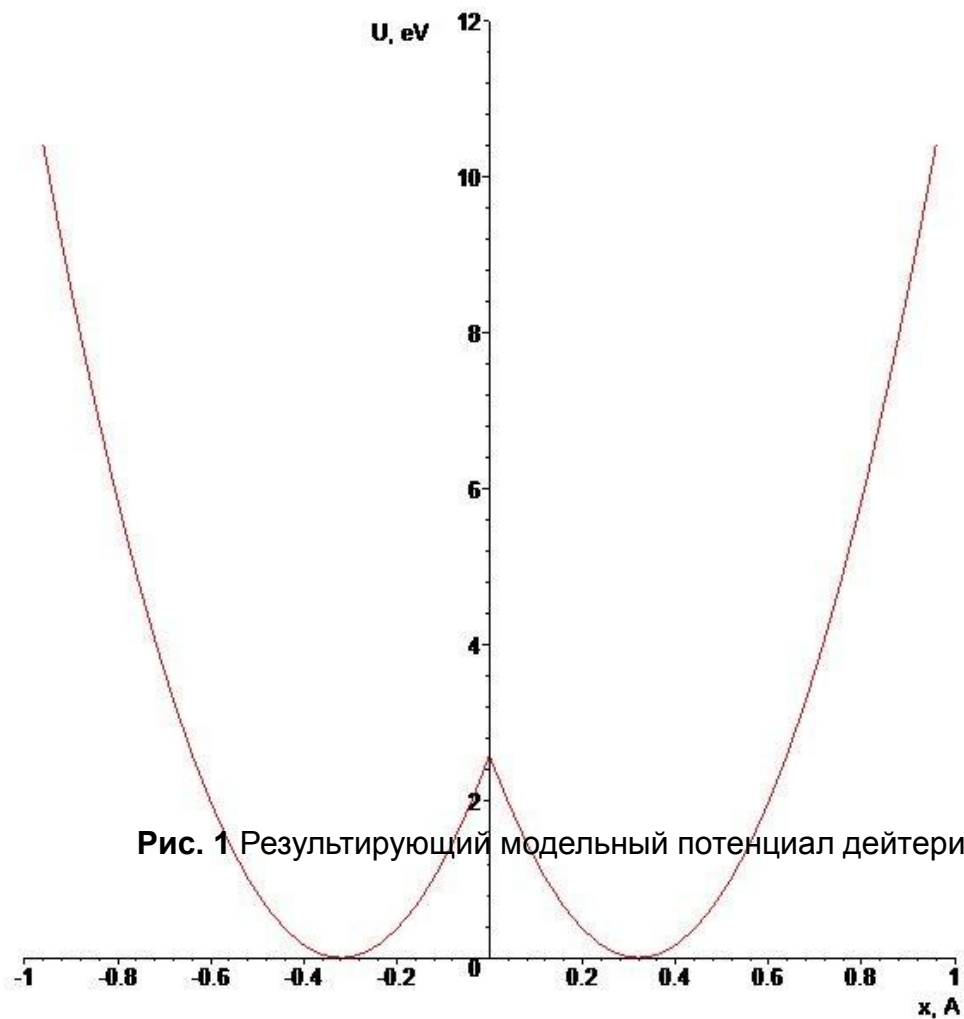
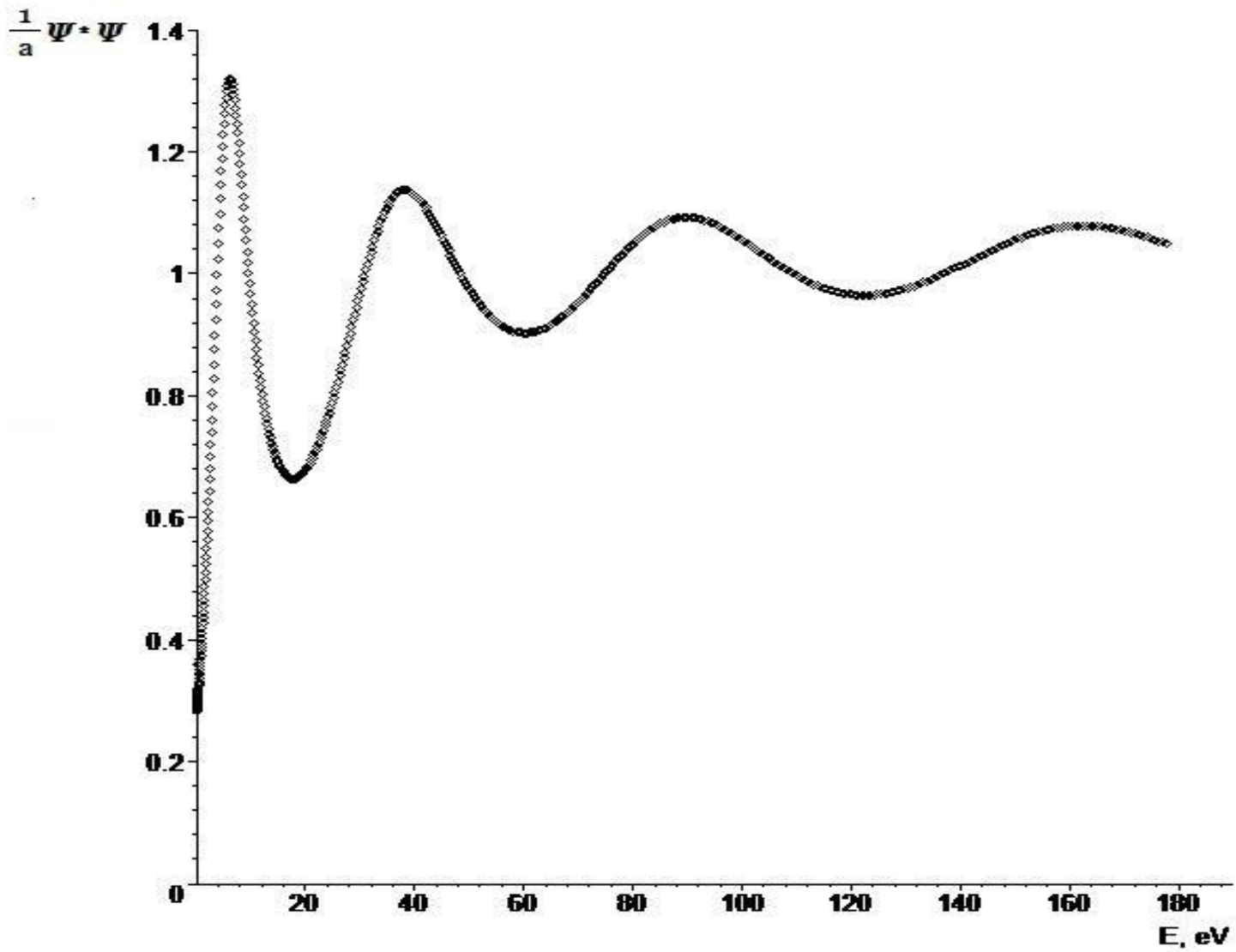
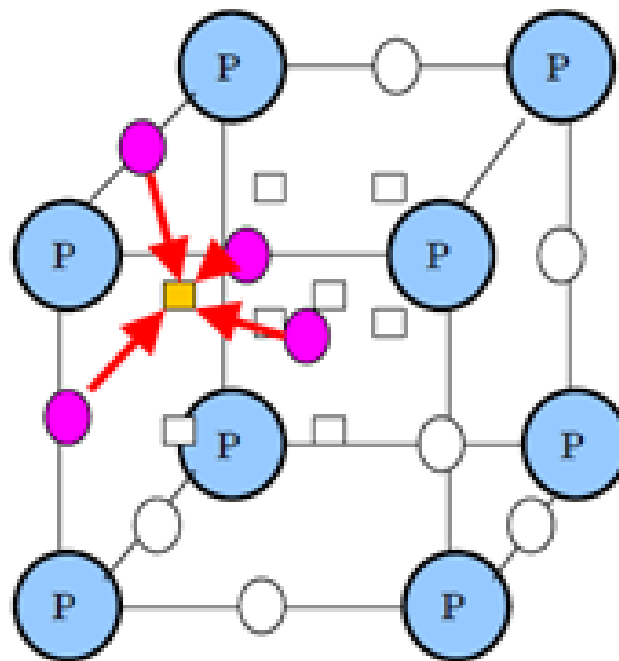


Рис. 1 Результирующий модельный потенциал дейтерия в решетке

$PdD_x$



# Takahashi theory: 4D reaction



○ o-site      □ t-site

Fig.1: Tetrahedral condensation  
p denotes palladium

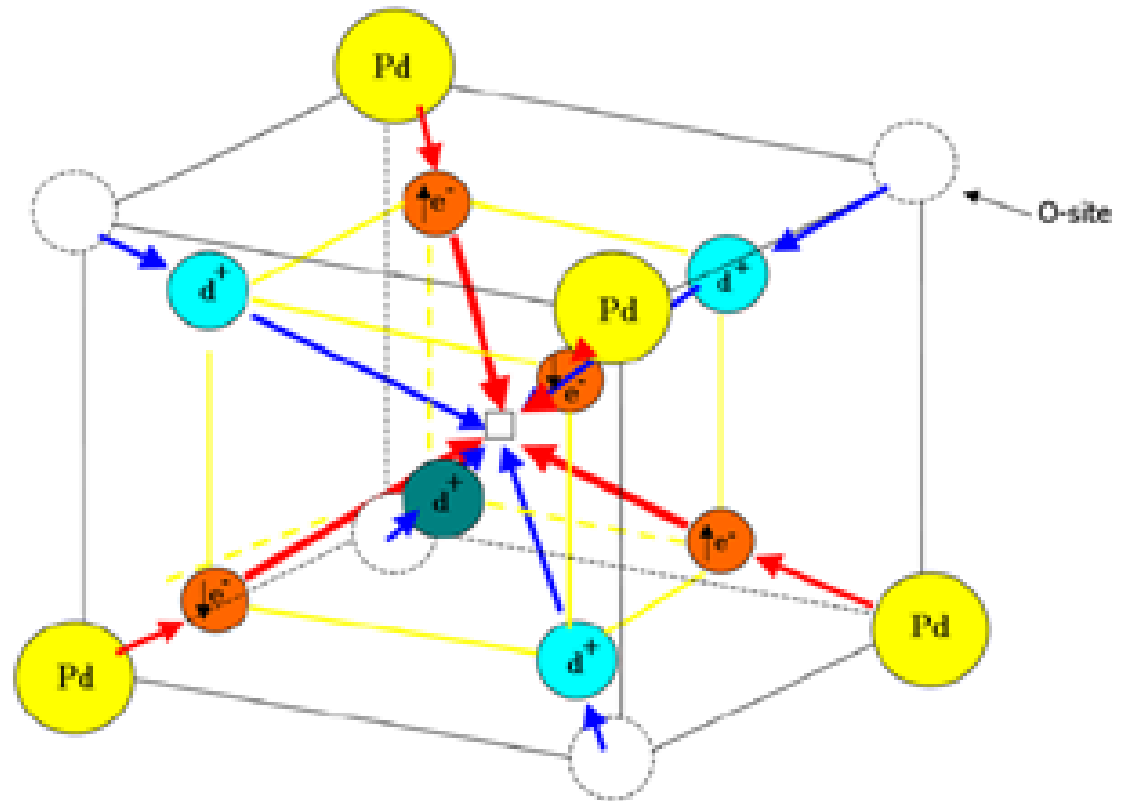
Proposed reaction:



A. Takahashi, *Proc. ICCF9* (2002).

# 4 deuteron, 4 electron collapse

A Takahashi, *Proc. ICCF10*  
(2003).



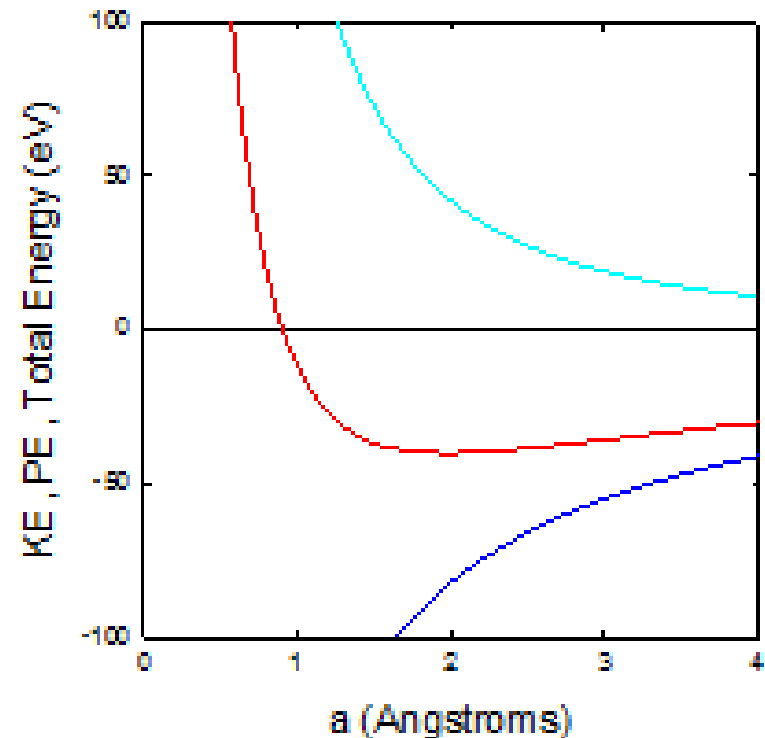
# Challenge for Takahashi model

Big issue is electron localization, which comes with a localization energy due to the uncertainty principle

$$\Delta x \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}$$

$$\text{Kinetic energy} = \frac{\Delta p^2}{2m} \geq \frac{\hbar^2}{8m\Delta x^2}$$

Estimate of total energy using  $\Delta x = a/4$





# Conclusions for now

---

- Takahashi proposes screening by localized electrons between D nuclei
- Electron localization leads to increased electron kinetic energy
- Not included properly yet by Takahashi
- Quantum chemistry calculations indicates electron kinetic energy contribution makes  $H_4$  unstable in vacuum (agrees with experiment)
- $H_4$  and  $D_4$  predicted in quantum chemistry to be stabilized in ionic lattice if surrounded by positive ions
- Takahashi proposing screening by localized Cooper pairs with larger effective electron mass





# Kalman models I

---

**Model:** Deuteron-deuteron interaction in PdD due to phonon exchange

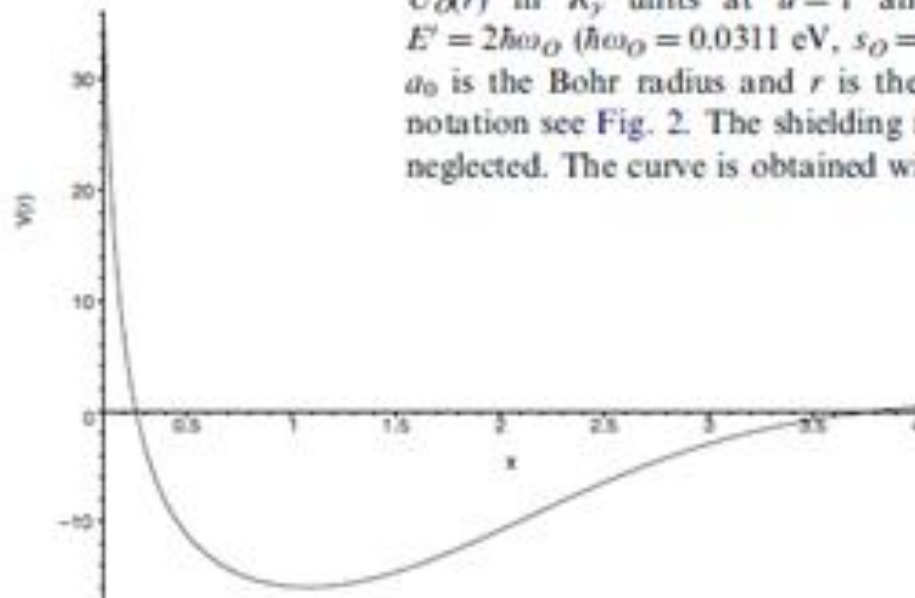
**Claim:** Phonon-mediated deuteron-deuteron potential is attractive and very large

BCS Hamiltonian for conduction deuterons interacting with acoustic and optical phonon modes

$$\hat{H} = \sum_{\mathbf{k}} E_{\mathbf{k}} \hat{c}_{\mathbf{k}}^{\dagger} \hat{c}_{\mathbf{k}} + \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{K}} [V_{\text{ac}}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{K}) + V_{\text{op}}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{K})] \hat{c}_{\mathbf{k}+\mathbf{K}}^{\dagger} \hat{c}_{\mathbf{k}-\mathbf{K}}^{\dagger} \hat{c}_{\mathbf{k}} \hat{c}_{\mathbf{k}'}$$

# D-D potential in PdD

Fig. 6. Spherically symmetric, total potential  $V(r) = V_{Coul} + U_D(r)$  in  $R_y$  units at  $u=1$  and  $N(E_F) = 5.67$  with  $E = E^* = 2\hbar\omega_D$  ( $\hbar\omega_D = 0.0311$  eV,  $s_D = 0.345$ ).  $x = r/(a_0 s_D)$ , where  $a_0$  is the Bohr radius and  $r$  is the radial distance. For other notation see Fig. 2. The shielding in the Coulomb potential is neglected. The curve is obtained with (20).





# Challenges for phonon-mediated attraction

---

- Electron-phonon exchange in BCS model leads to Cooper pairs
- Kálmán and Kesthelyi propose a BCS model for “conduction deuterons” in PdD with phonon exchange involving the “conduction deuterons”
- But deuterons in PdD are well localized, especially at high loading
- Deuterons part of phonon mode; phonon exchange only in association with hopping
- Electronic dynamics dominated by fast coherent hopping; deuteron dynamics dominated by slow incoherent hopping
- Would not expect BCS model to be relevant



# Alternate approaches

---

- Some theorists have given up on models based on D+D reactions due to difficulties associated with the Coulomb barrier
- For example, neutrons have no charge so there is no Coulomb barrier
- Models based on the neutron approach face a variety of problems, such as where do the neutrons come from, and how do you avoid commensurate gamma production

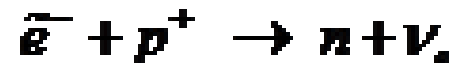


# Widom-Larsen

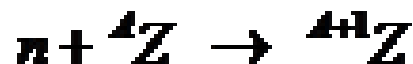
---

**Model:** Widom and Larsen proposed that an electron could acquire mass energy from electromagnetic interactions with a plasmon mode

With enough added energy, such a massive electron would drive a weak interaction reaction backward



The ultra-low momentum neutron is proposed to participate in subsequent reactions



**Claim:** Can account for excess heat, transmutation, and other anomalies

1.A.I.Nikishov and V.I.Ritus.

Effect of laser field on beta decays of nuclei.

Sov.Phys.JETP 58(1),14

2. A.I.Nikishov and V.I.Ritus.

Interference effects produced by laser field in beta decays and other processes not dependent on the presence of a field.

Sov.Phys.JETP 58(5), 898





## Focus on first step

---

The key issue in proposed mechanism in the mass increase of the electron. Widom and Larsen propose that electromagnetic fluctuations can produce a mass shift according to

$$\tilde{m}_e c^2 = m_e c^2 + \frac{e^2}{c^2} \overline{A^\mu A_\mu}$$

They argue that the electromagnetic fluctuations can be estimated from

$$\overline{A^\mu A_\mu} = \int S_{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) \frac{d\omega}{\omega^2} \rightarrow \frac{|\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2}{\tilde{\Omega}^2}$$

The argument finishes with an estimate of the electric field strength



# Thinking about Widom-Larsen

---

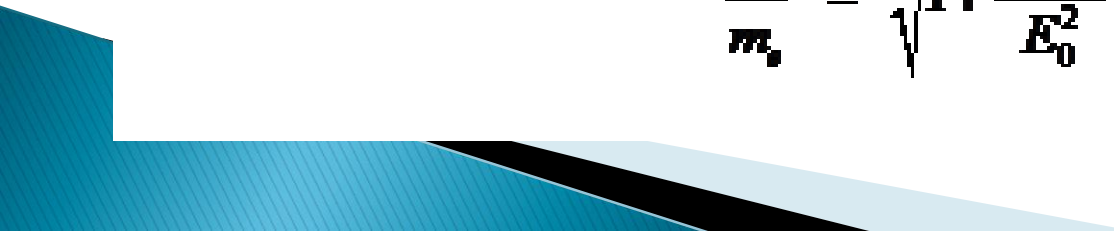
The total electric field can be decomposed into transverse and longitudinal pieces

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_T + \mathbf{E}_L$$

The mass correction in the Widom-Larsen model is

$$\frac{\tilde{m}_s}{m_s} = \sqrt{1 + \frac{|\mathbf{E}_T + \mathbf{E}_L|^2}{E_0^2}}$$

The analogous mass correction from the FW transformation is

$$\frac{\tilde{m}_s}{m_s} = \sqrt{1 + \frac{|\mathbf{E}_T|^2}{E_0^2}}$$






# Thinking about intense laser

---

Electromagnetic field fluctuations known to increase effective electron mass in intense laser field in free space, and MeV-level shift requires very high intensity

$$\frac{\tilde{m}_e}{m_e} = \sqrt{1 + \frac{|\mathbf{E}|^2}{E_0^2}}$$
$$E_0 = \frac{m_e c \tilde{\Omega}}{e} = 2.59 \times 10^8 \left( \frac{\tilde{\Omega}}{1 \text{ eV}} \right) \frac{\text{Volts}}{\text{cm}}$$

For a 1 eV intense laser, one needs an intensity near  $10^{18}$  Watts/cm<sup>2</sup> to have an effective mass bigger by sqrt(2) [although if we went to RF frequencies we would seem to need much less...]



# Big extension of E&M result

---

The increase in the effective mass for the Dirac electron in a classical electromagnetic field is well known in the literature.

Light in free space involves transverse electric and magnetic fields, but not longitudinal (Coulombic) fields.

The generalization of this effect to longitudinal (Coulombic) electric fields does not appear in the literature. **This is new in the Widom and Larsen theory.**

Provides us with motivation to check it. We would like to derive the effect if we can.





# Thinking about Widom-Larsen

The total electric field can be decomposed into transverse and longitudinal pieces

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_T + \mathbf{E}_L$$

The mass correction in the Widom-Larsen model is

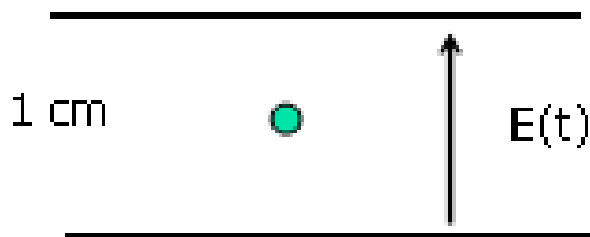
$$\frac{\tilde{m}_e}{m_e} = \sqrt{1 + \frac{|\mathbf{E}_T + \mathbf{E}_L|^2}{E_0^2}}$$

The analogous mass correction from the FW transformation is

$$\frac{\tilde{m}_e}{m_e} = \sqrt{1 + \frac{|\mathbf{E}_T|^2}{E_0^2}}$$

# Why it matters

Electron in a slowly varying longitudinal electric field:



$$\mathbf{E}_L = \hat{\mathbf{z}} E_0 \cos(\Omega t)$$

$$E_0 = 100 \frac{\text{Volts}}{\text{cm}}$$

$$\Omega = 2\pi \cdot 60 \text{ Hz}$$

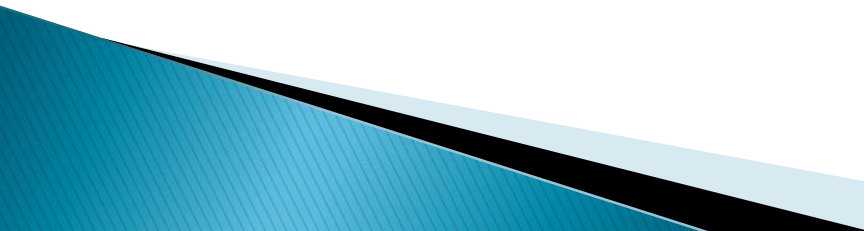
**Widom-Larsen:**  $\frac{\tilde{m}_e}{m_e} = \sqrt{1 + \frac{|\mathbf{E}_L|^2}{E_0^2}} = \sqrt{1 + \left(\frac{100}{0.0064}\right)^2} = 15,600$

**FW transformation:**  $\frac{\tilde{m}_e}{m_e} = \sqrt{1 + \frac{|\mathbf{E}_L|^2}{E_0^2}} = \sqrt{1 + \left(\frac{10^{-16}}{0.0064}\right)^2} = 1$



# Conclusions for now

---

- Key issue is how the electron gains mass energy
  - Effective mass increase known for electron in transverse field
  - Widom-Larsen proposal for electron mass increase due to longitudinal electric field is new
  - Proposal not consistent with FW transformation
  - Mechanism for electron energy (and hence relativistic mass) gain/loss from longitudinal electric fields well understood for conventional QED in Coulomb gauge
  - Widom and Larsen need to clarify how and why the electron mass should increase additionally in longitudinal electric fields
- 

**NEED AN EXPERIMENT**



**Спасибо за внимание**