



Спиновые эффекты квантовой электродинамики  
в сверхсильных полях кристаллов  
и возможности их наблюдения на пучках  
проектируемых электрон-позитронных коллайдеров

*Виктор Тихомиров*  
*НИИ ЯП БГУ*

25 августа 2025

# Основное содержание

**Возможности наблюдения эффектов сильного поля в кристаллах и их моделирование**

**Самополяризация** позитронов в синхротронах и изогнутых кристаллах

**Усиление эффектов КЭД** интенсивного поля при плоскостном каналировании позитронов под малыми углами относительно осей в изогнутых кристаллах

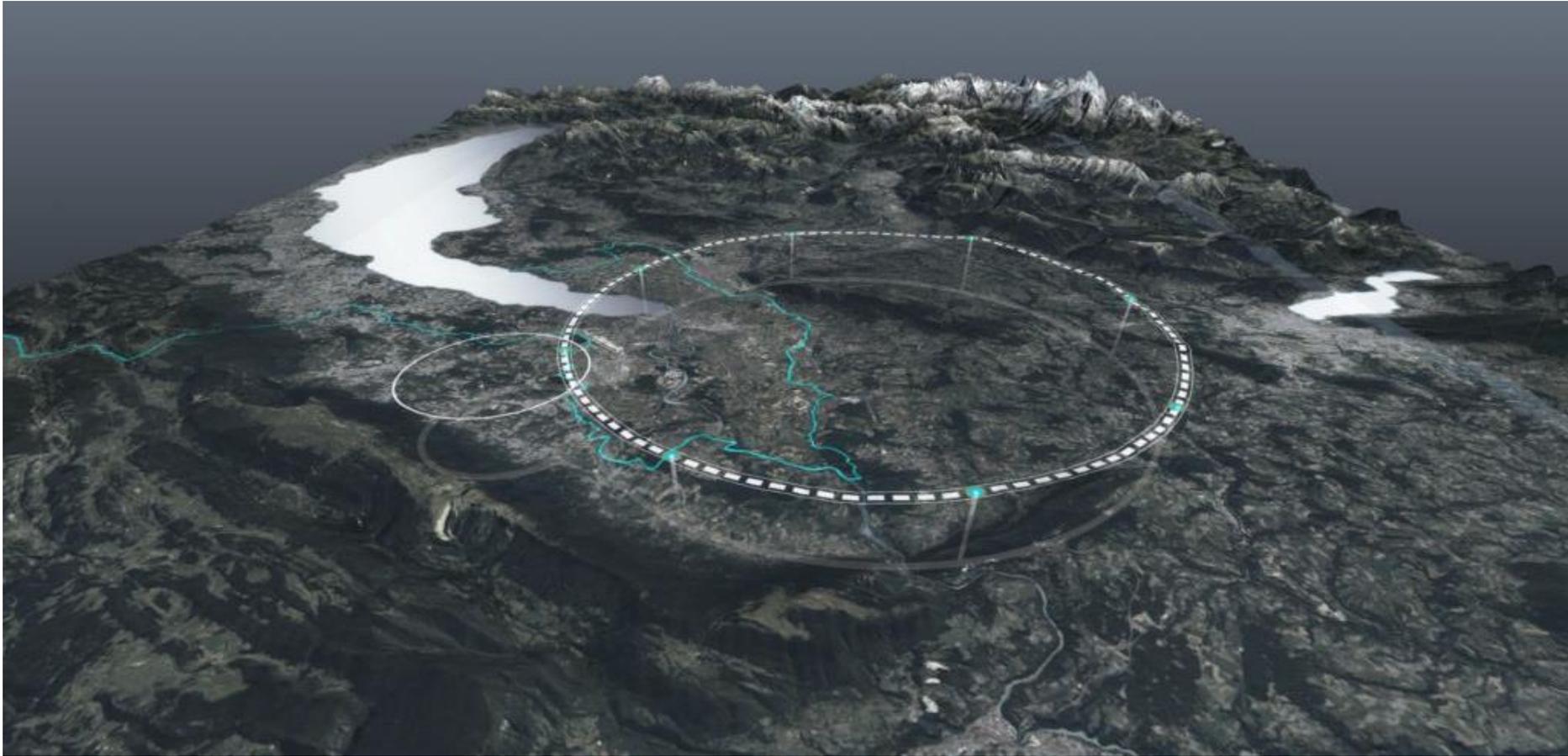
**Циркулярная поляризация** излучения каналированных позитронов, движущихся под малыми углами относительно осей изогнутых кристаллов

**Изменение магнитного момента** позитрона сильным кристаллическим полем

**Киральность** электрона (позитрона) и вращение спина в циркулярно поляризованных гармониках кристаллического поля

# Future Circular Collider

- long-term program maximizing physics opportunities



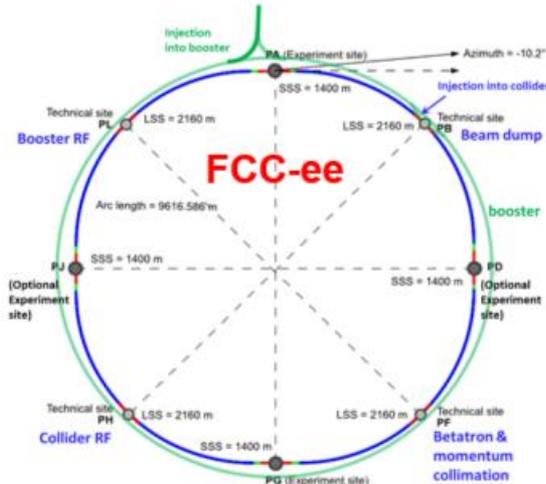
**stage 1: FCC-ee ( $Z$ ,  $W$ ,  $H$ ,  $t\bar{t}$ ) as Higgs factory, electroweak & top factory**

**stage 2: FCC-hh ( $\sim 100$  TeV) pp & AA collisions; e-h option**

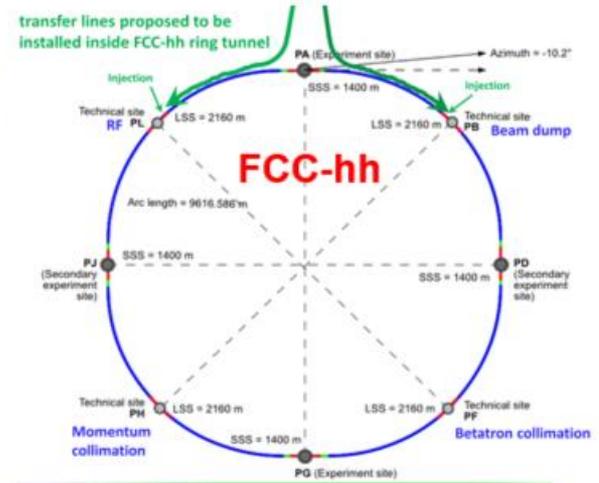
# FCC-ee Integrated Programm



2020 - 2046



2048 - 2063



2074 - 2099

2110-2200 ?

FCC- $\mu\mu$ ??

# FCC-ee Main Machine Parameters

Parameter	Z	WW	H (ZH)	ttbar
beam energy [GeV]	45.6	80	120	182.5
beam current [mA]	1270	137	26.7	4.9
<b>number bunches/beam</b>	<b>11200</b>	<b>1780</b>	<b>440</b>	<b>60</b>
bunch intensity [ $10^{11}$ ]	2.14	1.45	1.15	1.55
SR energy loss / turn [GeV]	0.0394	0.374	1.89	10.4
total RF voltage 400/800 MHz [GV]	0.120/0	1.0/0	2.1/0	2.1/9.4
long. damping time [turns]	1158	215	64	18
horizontal beta* [m]	0.11	0.2	0.24	1.0
vertical beta* [mm]	0.7	1.0	1.0	1.6
horizontal geometric emittance [nm]	0.71	2.17	0.71	1.59
vertical geom. emittance [pm]	1.9	2.2	1.4	1.6
horizontal rms IP spot size [ $\mu\text{m}$ ]	9	21	13	40
<b>vertical rms IP spot size [nm]</b>	<b>36</b>	<b>47</b>	<b>40</b>	<b>51</b>
beam-beam parameter $\xi_x / \xi_y$	0.002/0.0973	0.013/0.128	0.010/0.088	0.073/0.134
<b>rms bunch length with SR / BS [mm]</b>	<b>5.6 / 15.5</b>	<b>3.5 / 5.4</b>	<b>3.4 / 4.7</b>	<b>1.8 / 2.2</b>
<b>luminosity per IP [<math>10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}</math>]</b>	<b>140</b>	<b>20</b>	<b><math>\geq 5.0</math></b>	<b>1.25</b>
<b>total integrated luminosity / IP / year [<math>\text{ab}^{-1}/\text{yr}</math>]</b>	<b>17</b>	<b>2.4</b>	<b>0.6</b>	<b>0.15</b>
beam lifetime rad Bhabha + BS [min]	15	12	12	11



CERN-PBC Report-2025-003

# Summary Report of the Physics Beyond Colliders Study at CERN

*R. Alemany Fernández<sup>1</sup>, M. Au<sup>1</sup>, G. Arduini<sup>\*,1</sup>, L. Bandiera<sup>2</sup>, D. Banerjee<sup>1</sup>, H. Bartosik<sup>1</sup>, J. Bernhard<sup>1</sup>, D. Boer<sup>&,3</sup>, J. Boyd<sup>1</sup>, O. Brandt<sup>4</sup>, M. Brugger<sup>1</sup>, O. Buchmüller<sup>5,6</sup>, F. Butin<sup>1</sup>, S. Calatroni<sup>1</sup>, C. Carli<sup>1</sup>, N. Charitonidis<sup>1</sup>, P. Crivelli<sup>7</sup>, D. Curtin<sup>8</sup>, R. T. D'Agnolo<sup>9,10</sup>, G. De Lellis<sup>11,12</sup>, O. Denisov<sup>1,13</sup>, P. Di Nezza<sup>14</sup>, B. Döbrich<sup>15</sup>, Y. Dutheil<sup>1</sup>, J. R. Ellis<sup>1,16</sup>, S. A. R. Ellis<sup>17</sup>, T. Ferber<sup>†,18</sup>, M. Ferro-Luzzi<sup>1</sup>, M. Fraser<sup>1</sup>, T. Galatyuk<sup>&,19</sup>, D. Gamba<sup>1</sup>, C. Gatti<sup>14</sup>, S. Gilardoni<sup>1</sup>, A. Glazov<sup>&,20</sup>, M. Gorshtein<sup>21</sup>, E. Granados<sup>1</sup>, E. Gschwendtner<sup>1</sup>, P. Hermes<sup>1</sup>, J. Jaeckel<sup>\*,22</sup>, M. A. Jebramcik<sup>1</sup>, Y. Kadi<sup>1</sup>, F. Kahlhoefer<sup>+,23</sup>, F. Kling<sup>20</sup>, M. Kowalska<sup>1</sup>, M. W. Krasny<sup>1,24</sup>, B. Ketzer<sup>25</sup>, M. Lamont<sup>1</sup>, P. Lenisa<sup>2,26</sup>, A. Lindner<sup>20</sup>, M. Maćkowiak-Pawłowska<sup>27</sup>, A. Martens<sup>28</sup>, F. Martinez Vidal<sup>29</sup>, C. Matteuzzi<sup>30</sup>, N. Neri<sup>31</sup>, L. J. Nevay<sup>1</sup>, M. Ovchinnikov<sup>1</sup>, Y. Papaphilippou<sup>1</sup>, L. L. Pappalardo<sup>2,26</sup>, J. Pawłowski<sup>&,22</sup>, M. Perrin-Terrin<sup>32</sup>, L. Ponce<sup>1</sup>, M. Pospelov<sup>+,33,34</sup>, T. Prebibaj<sup>1</sup>, J. Pretz<sup>35,36</sup>, S. Redaelli<sup>1</sup>, J. Rojo<sup>37</sup>, G. Rumolo<sup>1</sup>, A. Rybicki<sup>38</sup>, G. Schnell<sup>\*,39,40</sup>, S. Schuh<sup>1</sup>, I. Schulthess<sup>20</sup>, E. Scomparin<sup>13</sup>, S. Stapnes<sup>1</sup>, P. N. Swallow<sup>4</sup>, F. Terranova<sup>30</sup>, S. Ulmer<sup>41,42</sup>, G. Usai<sup>43</sup>, C. Vallée<sup>32</sup>, M. van Dijk<sup>1</sup>, G. Venanzoni<sup>44,45</sup>, M. Wing<sup>46</sup>, E. D. Zimmerman<sup>47</sup>*

Abstract

## Abstract

The Physics Beyond Collider (PBC) Study Group was initially mandated by the CERN Management to prepare the previous European Particle Physics Strategy Update for CERN projects other than the high-energy frontier colliders. The main findings were summarized in an PBC Summary Report submitted to the Strategy Update. Following the Update process, the PBC Study Group was confirmed on a permanent basis with an updated mandate taking into account the strategy recommendations. The Study Group is now in charge of supporting the proponents of new ideas to address the technical issues and physics motivation of the projects ahead of their review by the CERN Scientific Committees and decision by the Management. The present document updates the previous PBC summary report to inform the new ongoing European Particle Physics Strategy Update process, taking into account the evolution of the CERN and world-wide landscapes and the new projects under consideration within the Study Group.

Geneva, Switzerland

May 5, 2025

## From Summary Report

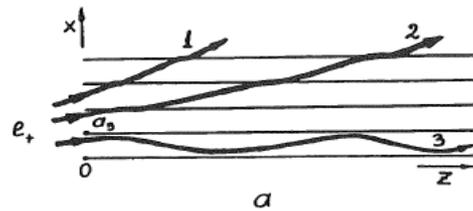
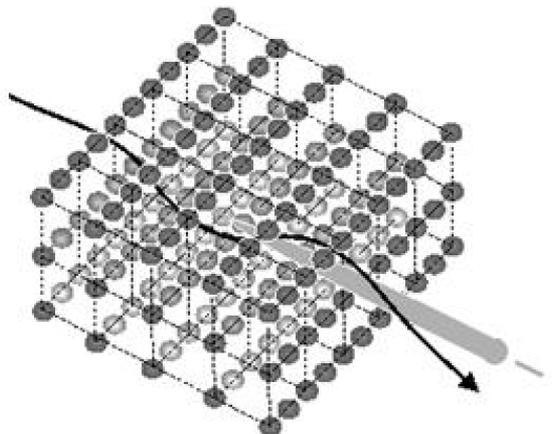
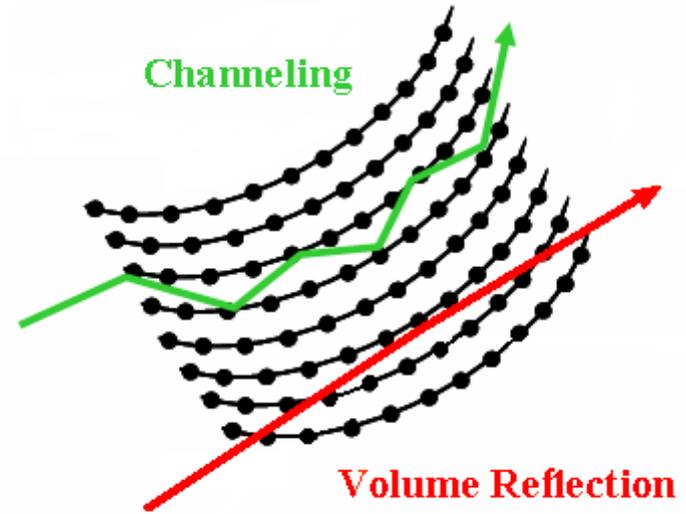
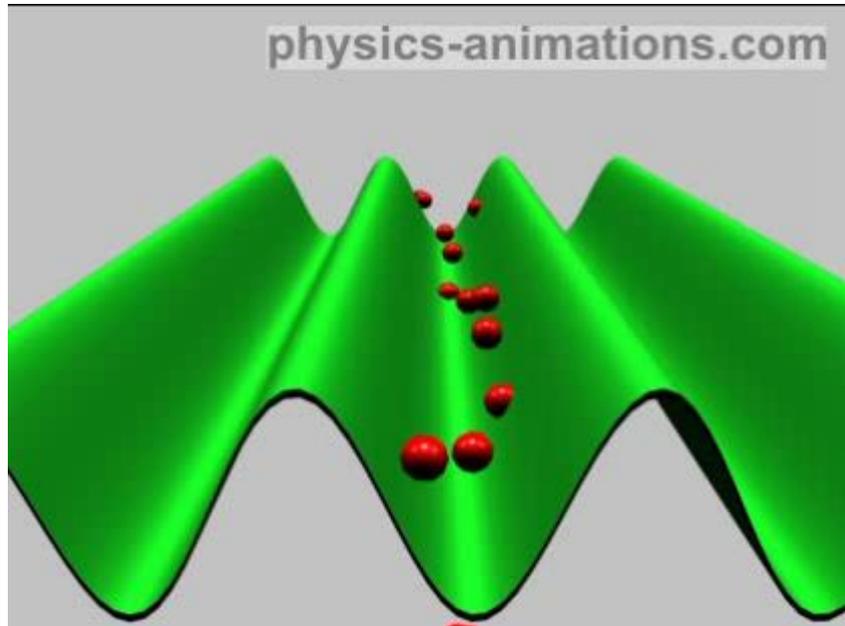
### **PBC opportunities at FCC-ee**

The science opportunities of FCC-ee are detailed in [193]. The high-intensity positron source from the FCC-ee booster, operating at 20 GeV and possibly up to 46 GeV, offers opportunities for dark sector searches and studies of true muonium. If positrons slow extraction can be realized, an experiment akin to NA64 could significantly extend the sensitivity to LDM, leveraging resonant annihilation to enhance reach in the dark photon parameter space. True muonium, the yet-unobserved bound state of a muon and antimuon, presents a unique test for bound-state QED and potential New Physics. Previous proposals suggested production at the SPS H4 beam line with 43.7 GeV positrons, requiring precise energy resolution. The FCC-ee booster could dramatically increase positron availability, enabling true-muonium production with a controlled energy spread and with expected production rates of  $10^3 - 10^4$  true muonium atoms per day. This would allow studies of its decay properties, hyperfine structure, and possibly the Lamb shift. The FCC-ee accelerator complex will provide high-energy, high-quality positron and electron beams, reaching energies up to 183 GeV, with an intense primary beam and low divergence. This unprecedented beam availability would significantly enhance the experimental performance and increase statistics, which is essential for advancing strong-field QED studies in crystals. Indeed, it could enable the observation of spin dynamics effects in strong-field QED. At FCC-ee, spin rotation via channeling in bent crystals would offer a unique opportunity to investigate strong-field QED spin dynamics, particularly the significant reduction of the anomalous magnetic moment  $\mu'$  in strong fields at high particle energies [338, 339]. Thus, measuring the spin precession angle of positrons in a bent crystal at FCC-ee energies would provide a direct test of strong-field QED. Bent crystals would not only facilitate the measurement of the drastic decrease in the positron (electron) magnetic moment, but also enable the observation of radiative self-polarization in strong fields [340], observing circularly polarized gamma-radiation by positrons, polarized electron-positron pair production by gamma-quanta and spin rotation in the circularly polarized crystal field harmonics [341, 342, 343].

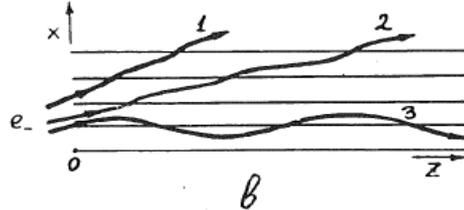
## Reference from Summary Report

- [334] V. G. Baryshevsky and V. V. Tikhomirov, “Synchrotron type radiation processes in crystals and polarization phenomena accompanying them,” *Sov. Phys. Usp.* **32** (1989) 1013–1032.
- [338] V. G. Baryshevsky, “Spin rotation and depolarization of relativistic particles traveling through a crystal,” *Nucl. Instrum. Meth. B* **44** (1990) 266–272.
- [339] V. G. Baryshevsky and A. O. Grubich, “POSSIBILITY OF MEASURING THE ANOMALOUS MAGNETIC MOMENT OF ULTRARELATIVISTIC E- (E+) AS A FUNCTION OF PARTICLE ENERGY AND STRENGTH OF THE EXTERNAL FIELD. (IN RUSSIAN),” *Yad. Fiz.* **44** (1986) 1114–1115.
- [340] V. V. Tikhomirov, “Possibility of observing radiative self-polarization and the production of polarized  $e^+e^-$  pairs in crystals at accessible energies,” *JETP Lett.* **58** (1993) 166–170. [http://jetpletters.ru/ps/0/article\\_17893.shtml](http://jetpletters.ru/ps/0/article_17893.shtml).
- [341] V. V. Tikhomirov, “On the circular polarization and spin dependence of surface radiation of positrons,” *JETP* **109** (1996) 639–646.
- [342] V. V. Tikhomirov, “Spin precession of ultrarelativistic electrons in a circularly polarized electromagnetic wave,” *Phys. Rev. D* **53** (1996) 7213–7222.
- [343] V. V. Tikhomirov, “Electron-Spin Precession in a Plane Electromagnetic Wave,” *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 181801.

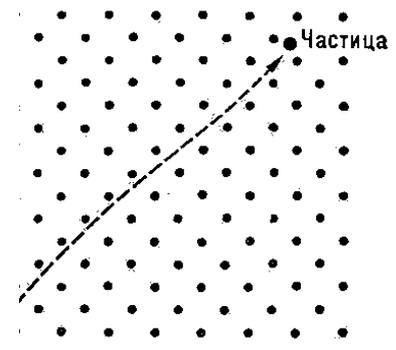
# Planar channeling



$e^+, p, \mu^+, \pi^+$

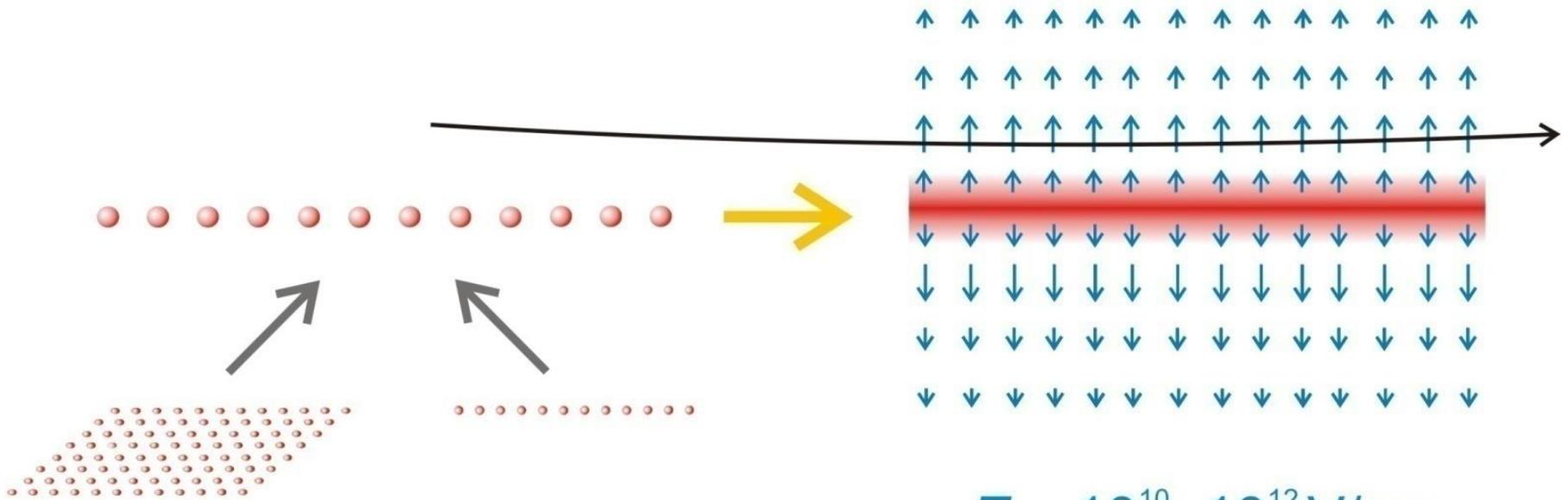


$e^-, \bar{p}, \mu^-, \pi^-$



# The uniqueness of crystal field

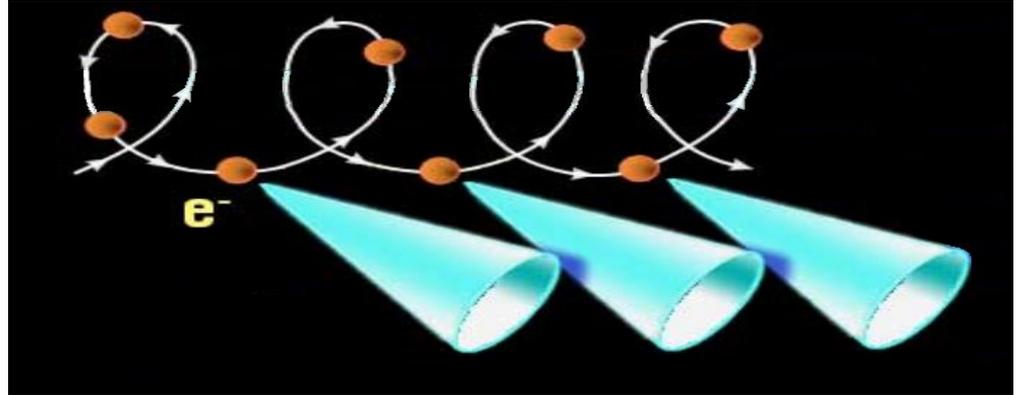
Moving in oriented crystals, particles come under the action of the practically inter-atomic-scale ***effective crystal field***



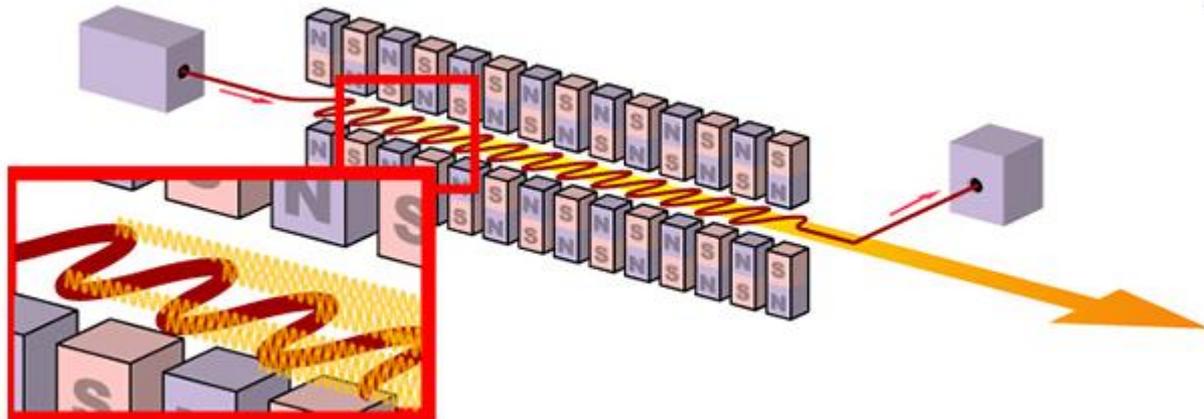
$$E \sim 10^{10} - 10^{12} \text{ V/cm}$$

$$\sim H \sim \text{Gagagauss} \sim 10^5 \text{ Tesla}$$

# *Synchrotron-like radiation*



# Dipole radiation



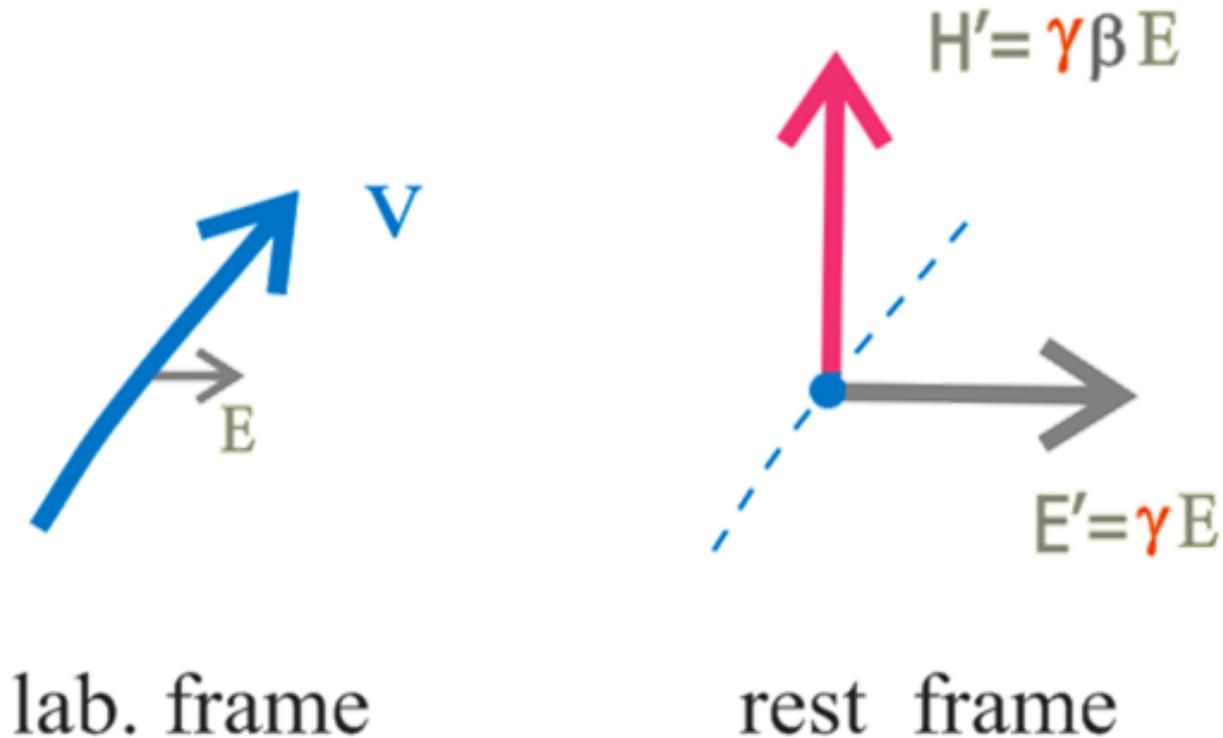
Излучение при каналировании приобретает магнитотормозную природу при вполне доступных энергиях электронов, позитронов и гамма-квантов

$$\mathcal{D} \approx \sqrt{\frac{2V_0}{\varepsilon}} > \frac{m}{\varepsilon} \Rightarrow \varepsilon \gg \frac{m^2}{2V_0} \sim 1 \div 10 \text{ GeV}$$

Это позволило применить квантовую электродинамику явлений в интенсивном (в т.ч. однородном) поле к рассмотрению прохождения  $e^\pm$ ,  $\gamma$  через кристаллы и предсказать широкие возможности наблюдения эффектов в сильном (швингеровском) поле  
в земных условиях

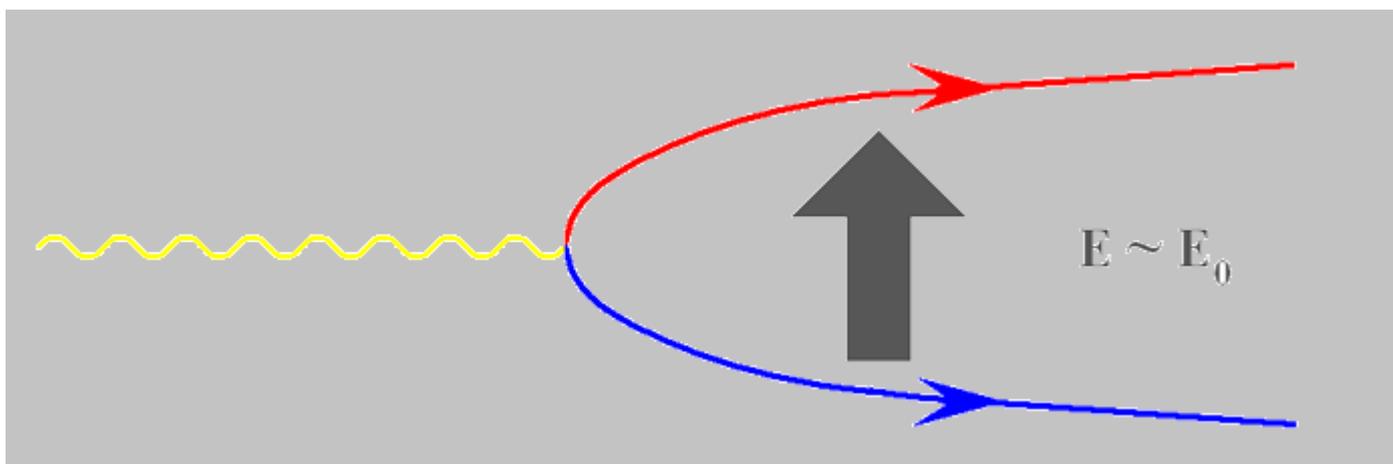
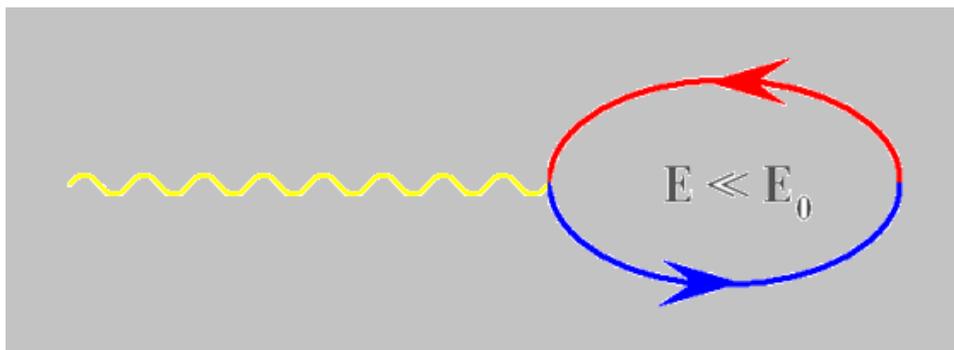
# Field amplification in the particle rest frame

---



Lorentz amplification of field can exceed  $\gamma \sim 10^5$  times

# Конверсия виртуальной пары в реальную в электрическом поле $\gamma E \sim E_0$



# Доступность квантового режима в кристаллах

Invariant parameter:  $\chi = \frac{\sqrt{(F_{\mu\nu}k^\nu)^2}}{m^3} \rightarrow \frac{E}{(m^2c^3 / e\hbar)} \frac{\varepsilon_{e^\pm}}{mc^2} = \frac{E\gamma}{E_0}$ .

Critical field:  $E_0 = \frac{m^2c^3}{e\hbar} \approx 1.32 \times 10^{16} eV$

Crystal field:  $E_{cryst} \sim 10^{10} \div 10^{12} \frac{Volt}{cm} \equiv 3 \times 10^3 \div 3 \times 10^5 tesla$

Radiated photon energy:  $\varepsilon_\gamma \equiv \hbar\omega \sim \frac{\chi}{\chi + 2/3} \varepsilon_{e^\pm} \sim \varepsilon_{e^\pm}$

Strong field QED threshold energy:

$$\varepsilon_{\chi=1} = \hbar\omega_{k=1} = \frac{E_0}{E_{cryst}} mc^2 \sim 10 \div 1000 GeV$$

Достижение квантового режима при прохождении электронов, позитронов и фотонов через кристаллы открывает возможность наблюдения эффектов магнитотормозного рождение пар радиационной самополяризации и изменения магнитного момента

# Пороговые энергии электронов и фотонов

TABLE I. Certain parameters of the averaged potentials of the principal axes and planes of a number of crystals.

Element	$Z$	(Plane) <Axis>	$d_{pl}$ ( $d_{ax}$ ), Å	$T$ , K	$u_1$ , Å	$V_{max}$ , eV	$\mathcal{E}_{max}$ , GV/cm	$\mathcal{E}_{\chi=1}$
Diamond	6	(110)	1.26	293	0.04	20.8	7.7	890
		<110>	2.52	293	0.04	137	68	100
Si	14	(110)	1.92	293	0.075	21.5	5.7	1193
		<110>	3.84	293	0.075	133	46	145
Ge	32	(110)	2.00	293	0.085	37.7	9.9	684
		(110)	2.00	0	0.036	44.0	14.9	454
		<110>	4.00	293	0.085	229	78	87
W	74	<110>	4.00	100	0.054	309	144	47
		(110)	2.24	293	0.05	127	43	158
		(110)	2.24	0	0.025	142	57	119
		<111>	2.74	293	0.05	931	500	13.6
		<111>	2.74	0	0.025	1367	1160	5.8

$Z$ —atomic number,  $d_{pl}$ —interplanar spacing,  $d_{ax}$ —interatomic distance along an axis,  $T$ —temperature of the crystal,  $u_1$ —rms amplitude of the thermal oscillations of the atomic nuclei,  $V_{max}$ —amplitude of the variation of the averaged potential of an axis or the total potential of planes,  $\mathcal{E}_{max}$ —maximum field intensity of an axis (total field of planes),  $\mathcal{E}_{\chi=1} = \omega_{\chi=1} = m^3/e\mathcal{E}_{max}$  is the energy of  $\gamma$ ,  $e^\pm$  at which the quantum-electrodynamic parameters  $\chi = e\mathcal{E}\varepsilon/m^3$ ,  $\kappa = e\mathcal{E}\omega/m^3$  attain a value of unity in a field of intensity  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_{max}$ .

# Critical electron and photon energies

*Baryshevsky, Tikhomirov UFN, 1989*

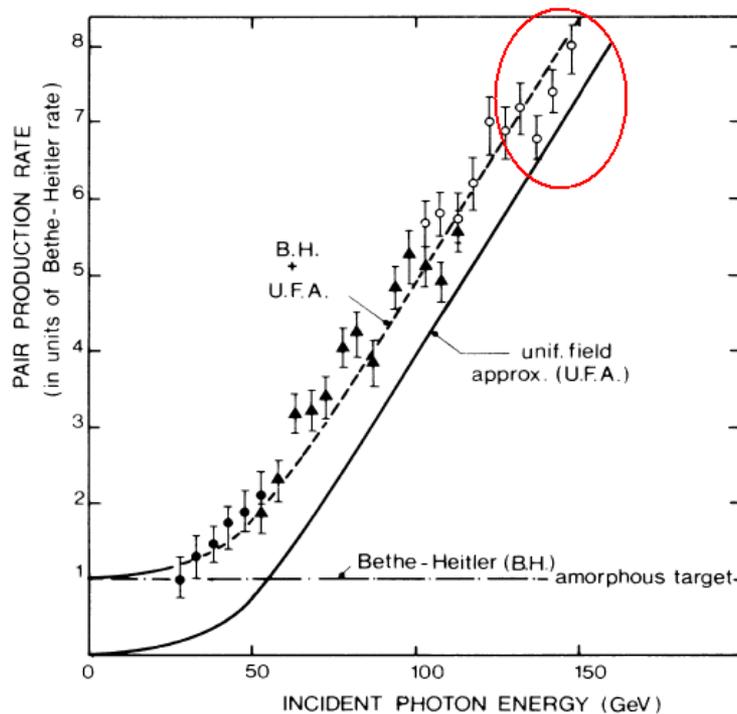
---

element	Z	plane / axis	$E_{\max}$ (GV/cm)	$H_{\text{eff}}$ (kilotesla)	$\hbar\omega_{\text{cr}} = \varepsilon_{\text{cr}}$ (GeV)
Si	14	plane (110)	5.7	1.9	1200
Ge	32	axis $\langle 110 \rangle$ 100K	144	48	47
W	74	axis $\langle 111 \rangle$	500	167	13.6

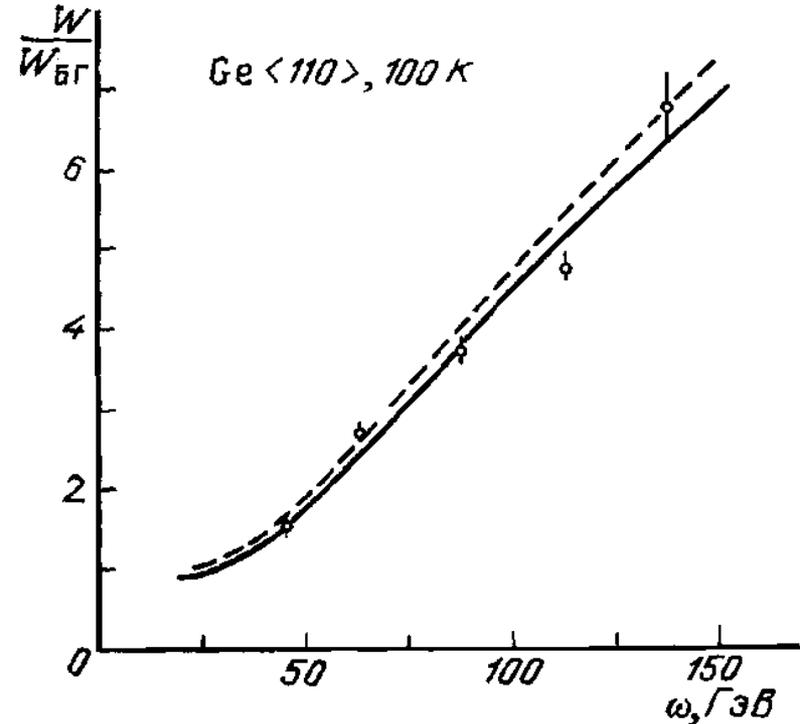
# Наблюдение магнитотормозного ОП в ЦЕРН

V.G. Baryshevsky, V.V. Tikhomirov. Sov. Nucl. Phys. 36(1982)697;

Phys. Lett. A90 (1982)153, A96 (1983) 215 , A113(1985) 335, JETP. 85(1983)232.

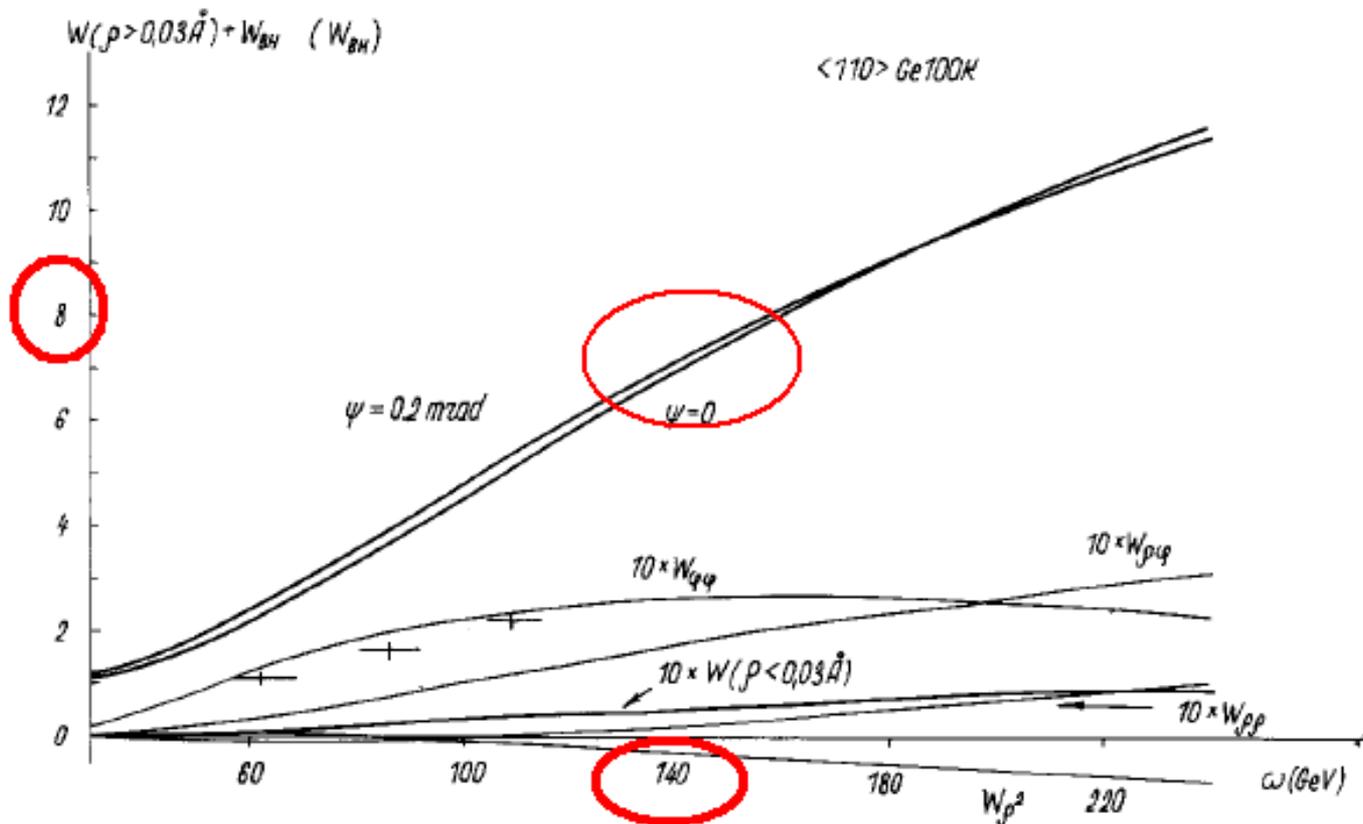


Belkacem A. et al. // PRL. 1987.  
Vol. 58. P. 1196.



Bak J. F. et al. // Phys. Lett. 1988.  
Vol. B202. P. 615.

# Предсказание результатов эксперимента по наблюдению магнитотормозного ОП в кристаллах



В.Г. Барышевский, В.В. Тихомиров. Phys. Lett. A113(1985) 335

# Наблюдение 5-кратного ускорения электромагнитного ливня в кристалле РWO

PHYSICAL REVIEW LETTERS 121, 021603 (2018)

---

## Strong Reduction of the Effective Radiation Length in an Axially Oriented Scintillator Crystal

L. Bandiera,<sup>1,\*</sup> V. V. Tikhomirov,<sup>2</sup> M. Romagnoni,<sup>1</sup> N. Argiolas,<sup>3</sup> E. Bagli,<sup>1</sup> G. Ballerini,<sup>4</sup> A. Berra,<sup>4</sup> C. Brizzolari,<sup>4</sup>  
R. Camattari,<sup>1</sup> D. De Salvador,<sup>3</sup> V. Haurylavets,<sup>2</sup> V. Mascagna,<sup>4</sup> A. Mazzolari,<sup>1</sup> M. Prest,<sup>4</sup>  
M. Soldani,<sup>4</sup> A. Sytov,<sup>1,2</sup> and E. Vallazza<sup>5</sup>

<sup>1</sup>*INFN Sezione di Ferrara and Dipartimento di Fisica e Scienze della Terra,  
Università degli Studi di Ferrara Via Saragat 1, 44122 Ferrara, Italy*

<sup>2</sup>*Institute for Nuclear Problems, Belarusian State University, 220030 Minsk, Belarus*

<sup>3</sup>*INFN Sezione di Legnaro and Dipartimento di Fisica e Astronomia, Università degli Studi di Padova, 35131 Padova, Italy*

<sup>4</sup>*INFN Sezione di Milano Bicocca and Dipartimento di Scienza e Alta Tecnologia,  
Università degli Studi dell'Insubria Via Valleggio, 22100 Como, Italy*

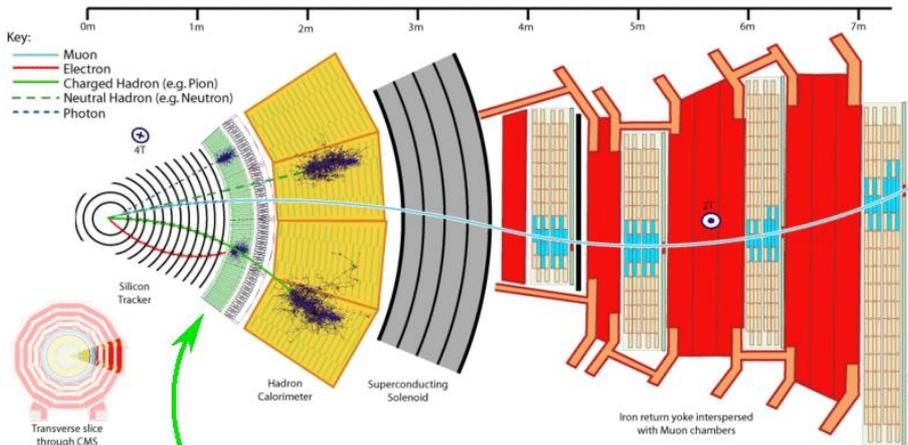
<sup>5</sup>*INFN Sezione di Trieste, Via Valerio 2, 34149 Trieste, Italy*



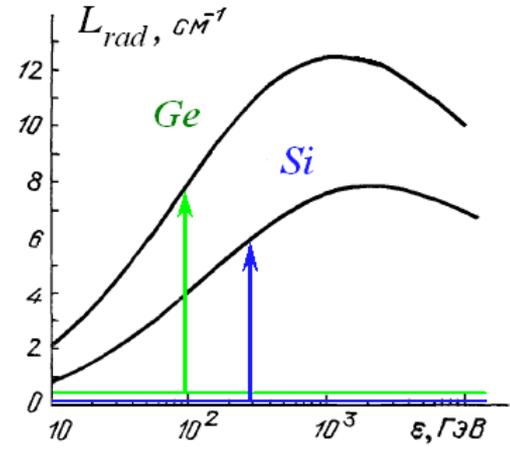
(Received 2 May 2018; published 12 July 2018)

We measured a considerable increase of the emitted radiation by 120 GeV/ $c$  electrons in an axially oriented lead tungstate scintillator crystal, if compared to the case in which the sample was not aligned with the beam direction. This enhancement resulted from the interaction of particles with the strong crystalline electromagnetic field. The data collected at the external lines of the CERN Super Proton Synchrotron were critically compared to Monte Carlo simulations based on the Baier-Katkov quasiclassical method, highlighting a reduction of the scintillator radiation length by a factor of 5 in the case of beam alignment with the [001] crystal axes. The observed effect opens the way to the realization of compact electromagnetic calorimeters or detectors based on oriented scintillator crystals in which the amount of material can be strongly reduced with respect to the state of the art. These devices could have relevant applications in fixed-target experiments, as well as in satellite-borne  $\gamma$  telescopes.

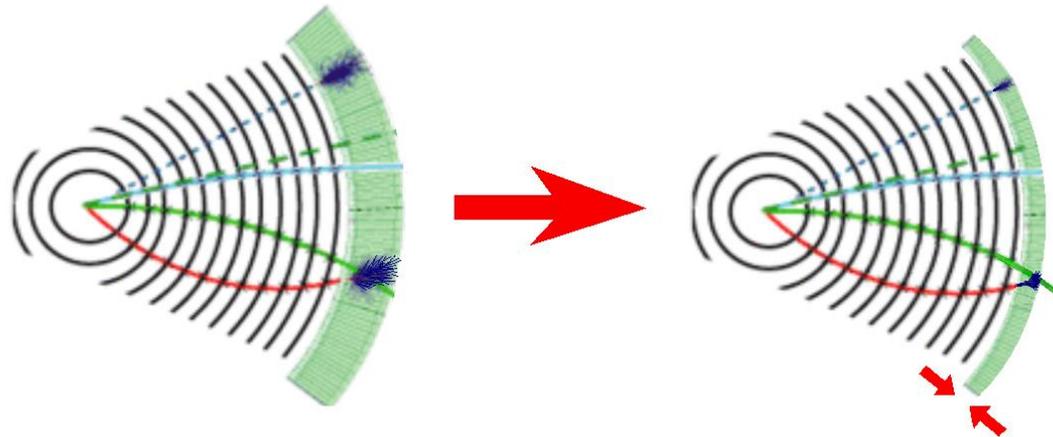
# The thickness of the CMS **ECAL** (electromagnetic calorimeter) can be made shorter



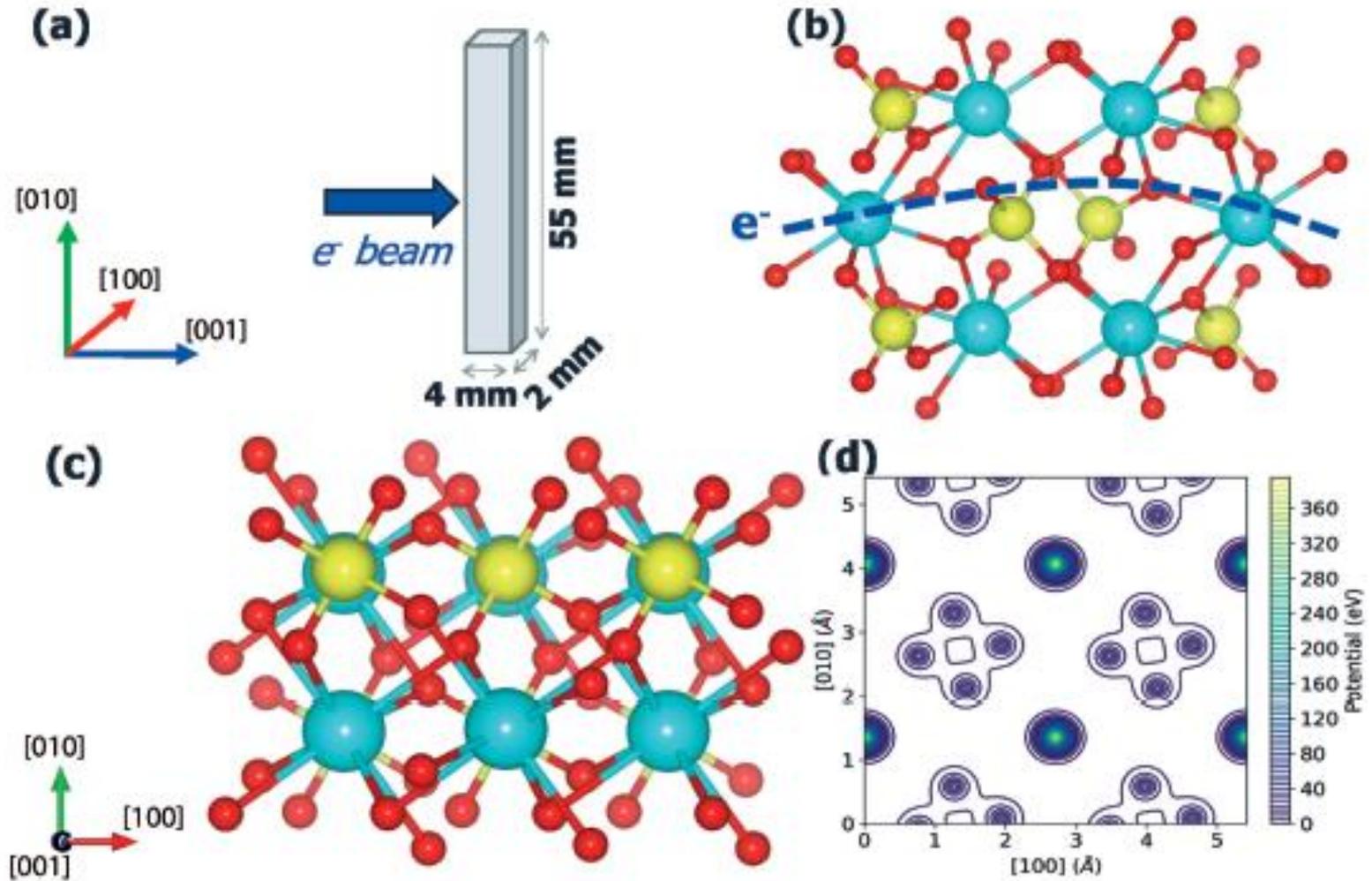
Electromagnetic  
Calorimeter

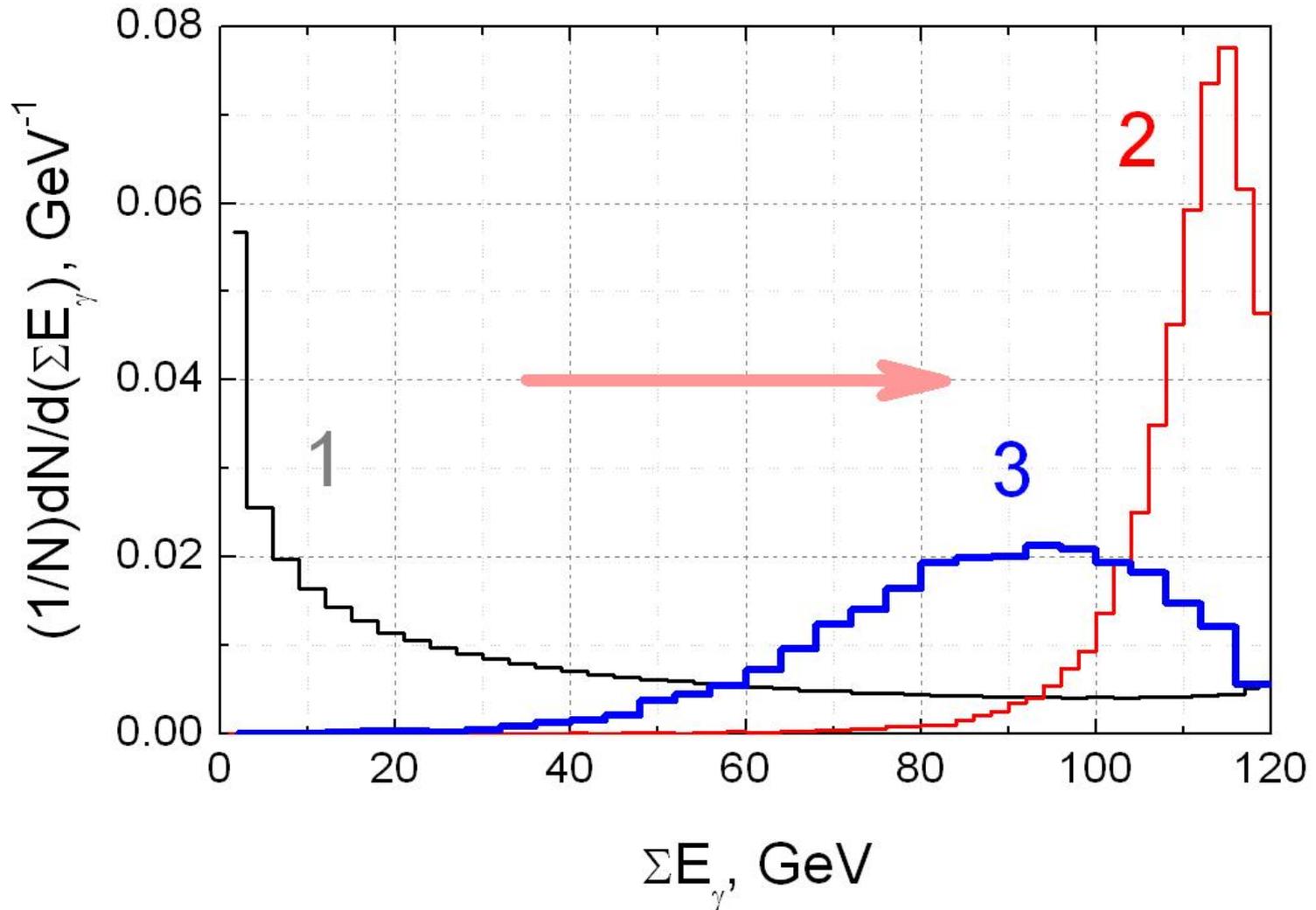


Radiation length decrease



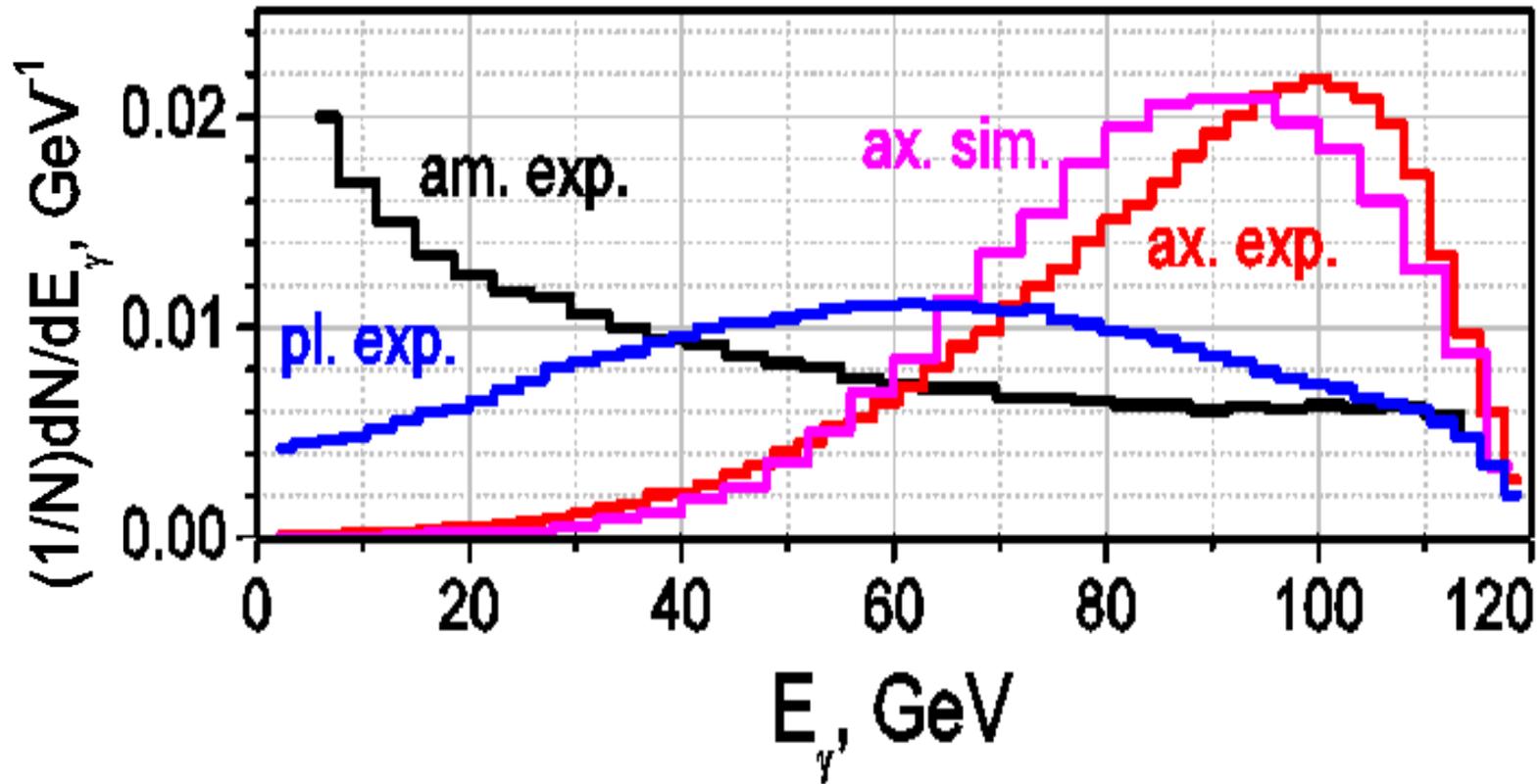
# PbWO<sub>4</sub> crystal and its electric potential.





120 GeV electron energy losses on 4 mm of **amorphous**  $\text{PbWO}_4$  (1), **crystalline**  $\text{PbWO}_4$  **with** (3) and **without** (2) PP by radiated photons

# Electromagnetic shower development acceleration in PWO at $E_e = 120 \text{ GeV}$



# Предсказание возможности многократного ускорения электромагнитных ливней в кристаллах PWO (~1995)



# Моделирование процессов излучения и рождения пар методом Байера-Каткова

The general expression for radiation intensity

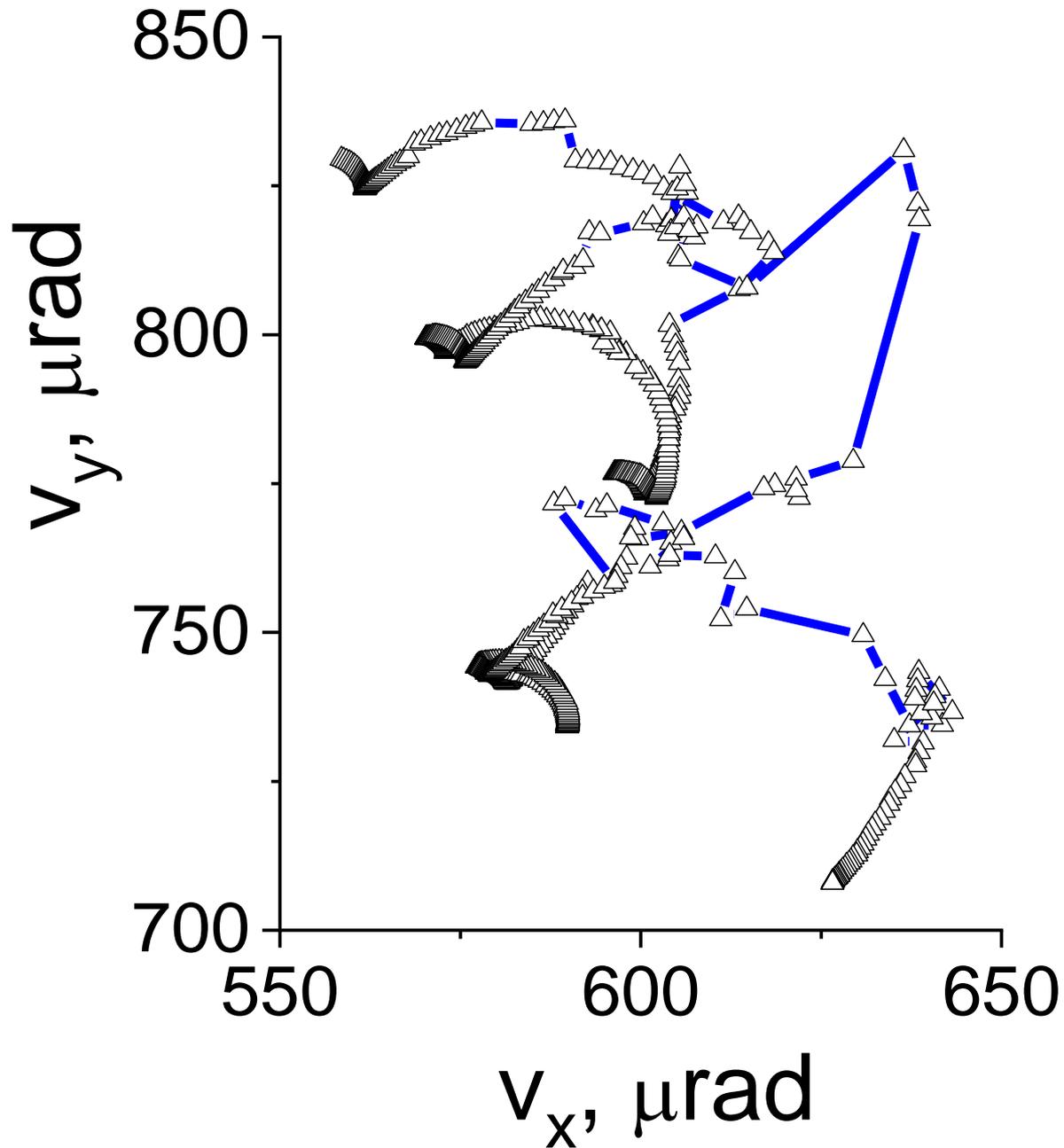
$$\frac{d^2 I}{d\omega d^2\theta} = \frac{\alpha\omega^2 d\omega}{8\pi^2 \varepsilon'^2} \times \int \int dt_1 dt_2 \left[ (\varepsilon^2 + \varepsilon'^2) (\mathbf{v}_\perp(t_1) - \boldsymbol{\theta})(\mathbf{v}_\perp(t_2) - \boldsymbol{\theta}) + \omega^2 / \gamma^2 \right] \\ \exp \left\{ i \frac{\omega \varepsilon}{2\varepsilon'} \left[ \int_{-\infty}^{t_1} (\gamma^{-2} + (\mathbf{v}_\perp(t') - \boldsymbol{\theta})^2) dt' + \int_{-\infty}^{t_2} (\gamma^{-2} + (\mathbf{v}_\perp(t'') - \boldsymbol{\theta})^2) dt'' \right] \right\}$$

contains two integrals

$$A = \int \exp \left\{ i \frac{\omega \varepsilon}{2\varepsilon'} \int_{-\infty}^t [\gamma^{-2} + (\mathbf{v}_\perp(t') - \boldsymbol{\theta})^2] dt' \right\} dt,$$

$$\mathbf{B} = \int (\mathbf{v}_\perp(t) - \boldsymbol{\theta}) \exp \left\{ i \frac{\omega \varepsilon}{2\varepsilon'} \int_{-\infty}^t [\gamma^{-2} + (\mathbf{v}_\perp(t') - \boldsymbol{\theta})^2] dt' \right\} dt$$

and slowly decreases with radiation angle  $\boldsymbol{\theta}$ , complicating its numerical integration.

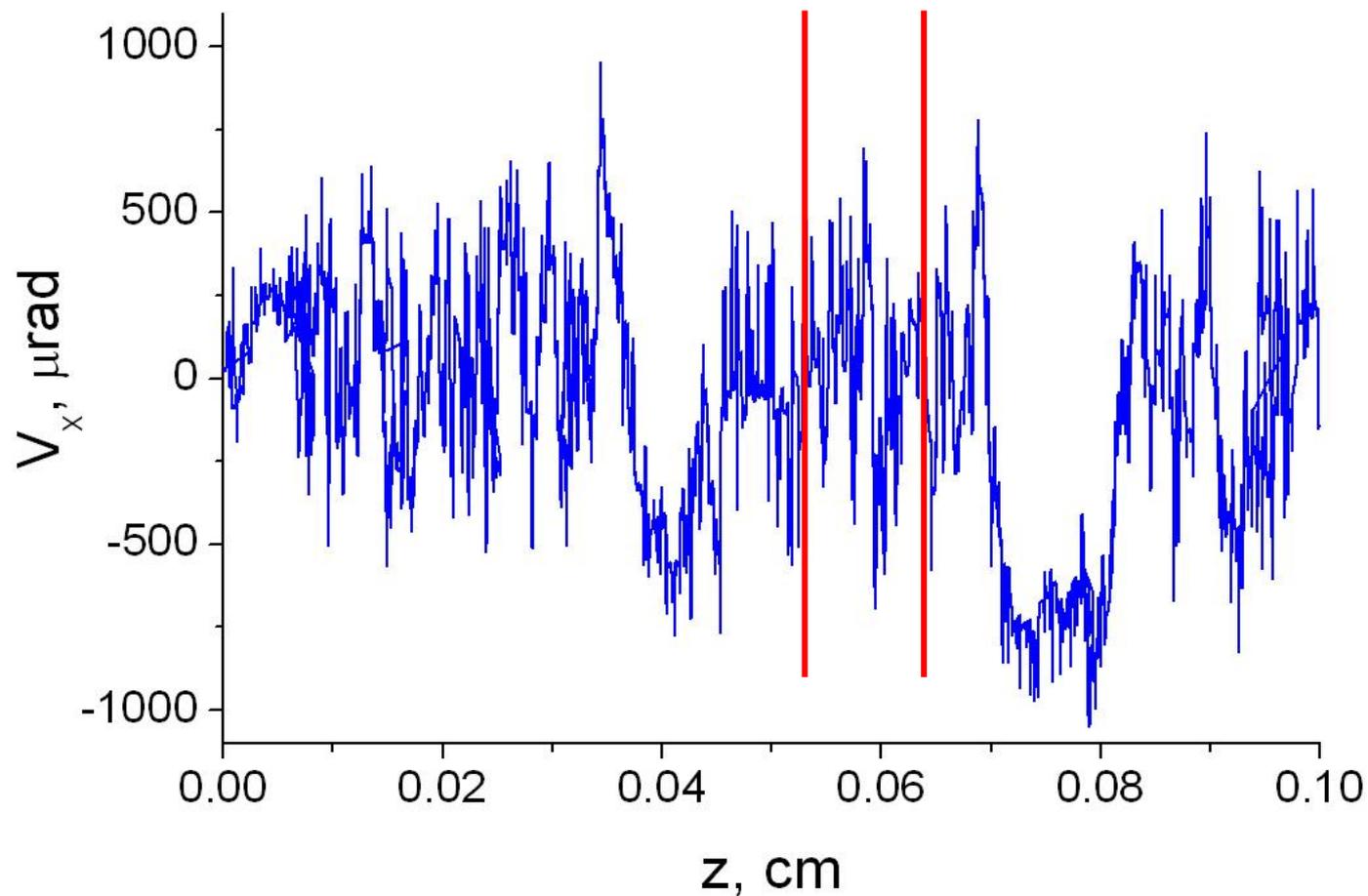


Transverse  
velocity  
component  
evolution

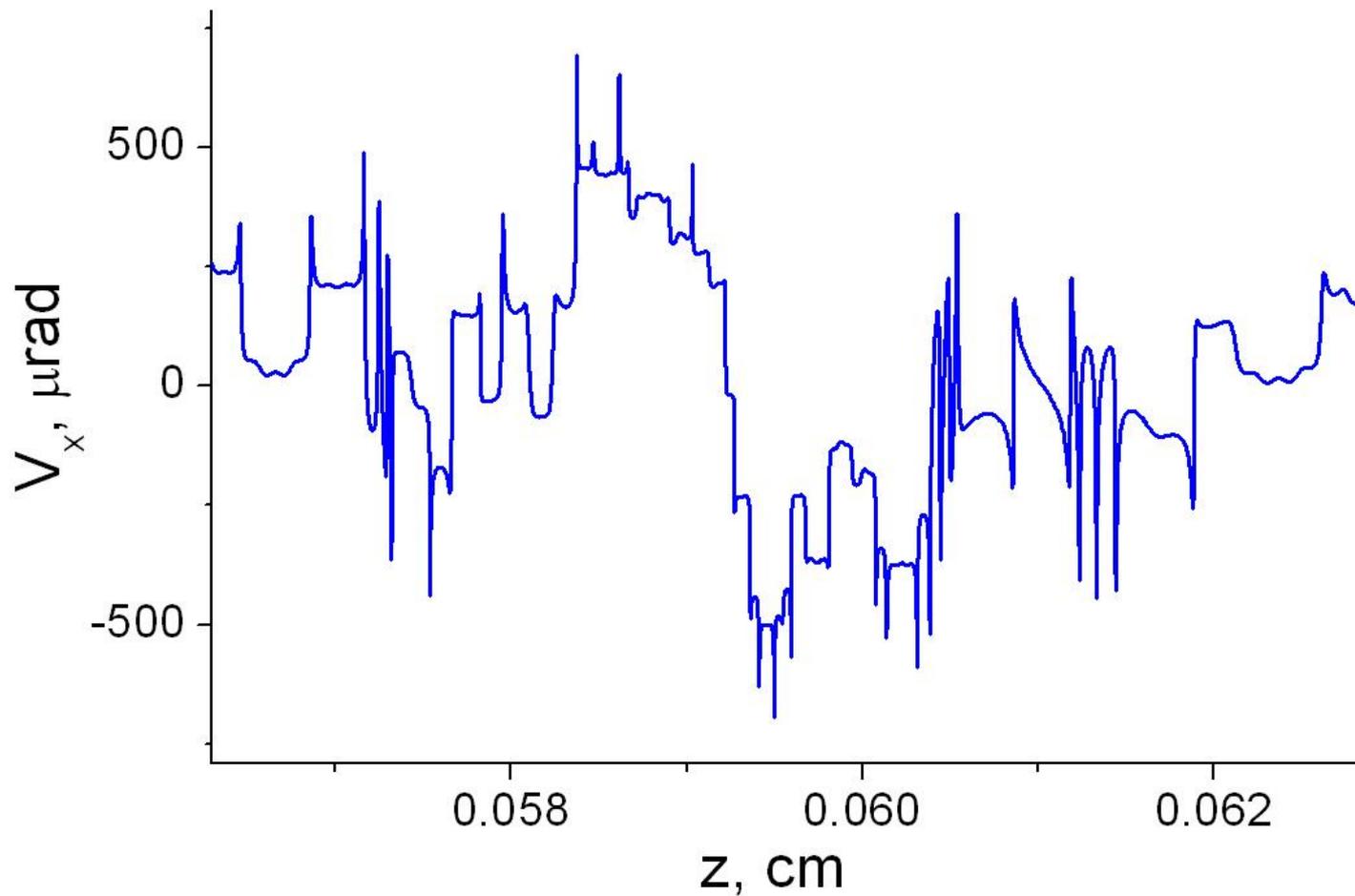
*Mind single  
scattering!*

# 20 GeV electron trajectory in $W < 111 > 1$ mm

продольная плоскость

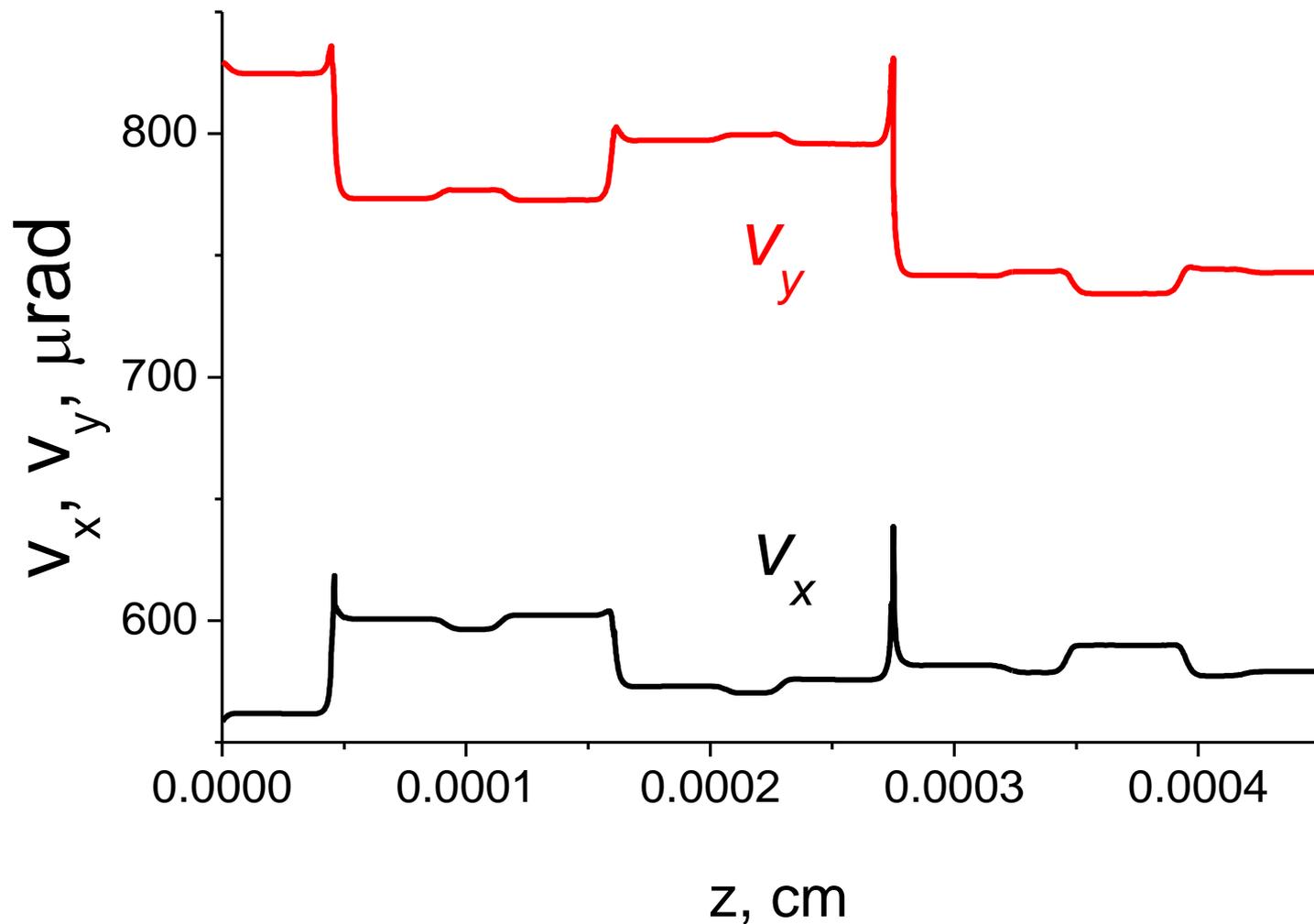


# A part of electron trajectory in $W\langle 111 \rangle$ продольная плоскость

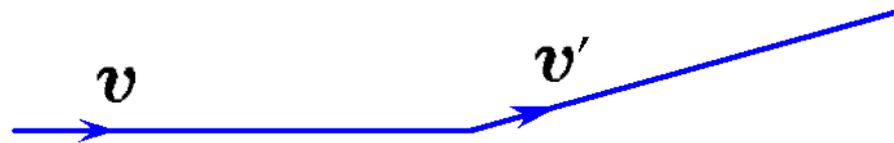


# A 20 GeV in $\langle 110 \rangle$ W field trajectory

продольная плоскость



# Radiation from a sudden change in particle trajectory



$$\frac{d\mathcal{E}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2 c} [\mathbf{k}, \mathbf{I}]^2,$$

$$\mathbf{I} = \frac{ic}{\omega} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i(\omega/c)[ct - \mathbf{n} \cdot \mathbf{r}(t)]} \frac{d}{dt} \frac{\mathbf{v}(t)}{c - \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}(t)}.$$

$$\mathbf{I} \approx \frac{ic}{\omega} \left( \frac{\mathbf{v}'}{c - \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}'} - \frac{\mathbf{v}}{c - \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}} \right),$$

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\omega} = \frac{2e^2}{\pi c} \left( \frac{2\xi^2 + 1}{\xi \sqrt{\xi^2 + 1}} \ln \left( \xi + \sqrt{\xi^2 + 1} \right) - 1 \right).$$

# Key simulation points:

Direct integration of

**Baier-Katkov formula**

Simulation of **incoherent scattering** on  
both nuclei and electrons

Separate simulation of **single**  
and **multiple** scattering

Trajectory simulations in most  
**realistic potentials**

**Infinite** trajectories, **density** effect...

# Single scattering effects are treated separately

$$A = \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{i\varphi(t)\} dt = \frac{i}{\dot{\varphi}(+0)} - \frac{i}{\dot{\varphi}(-0)} +$$

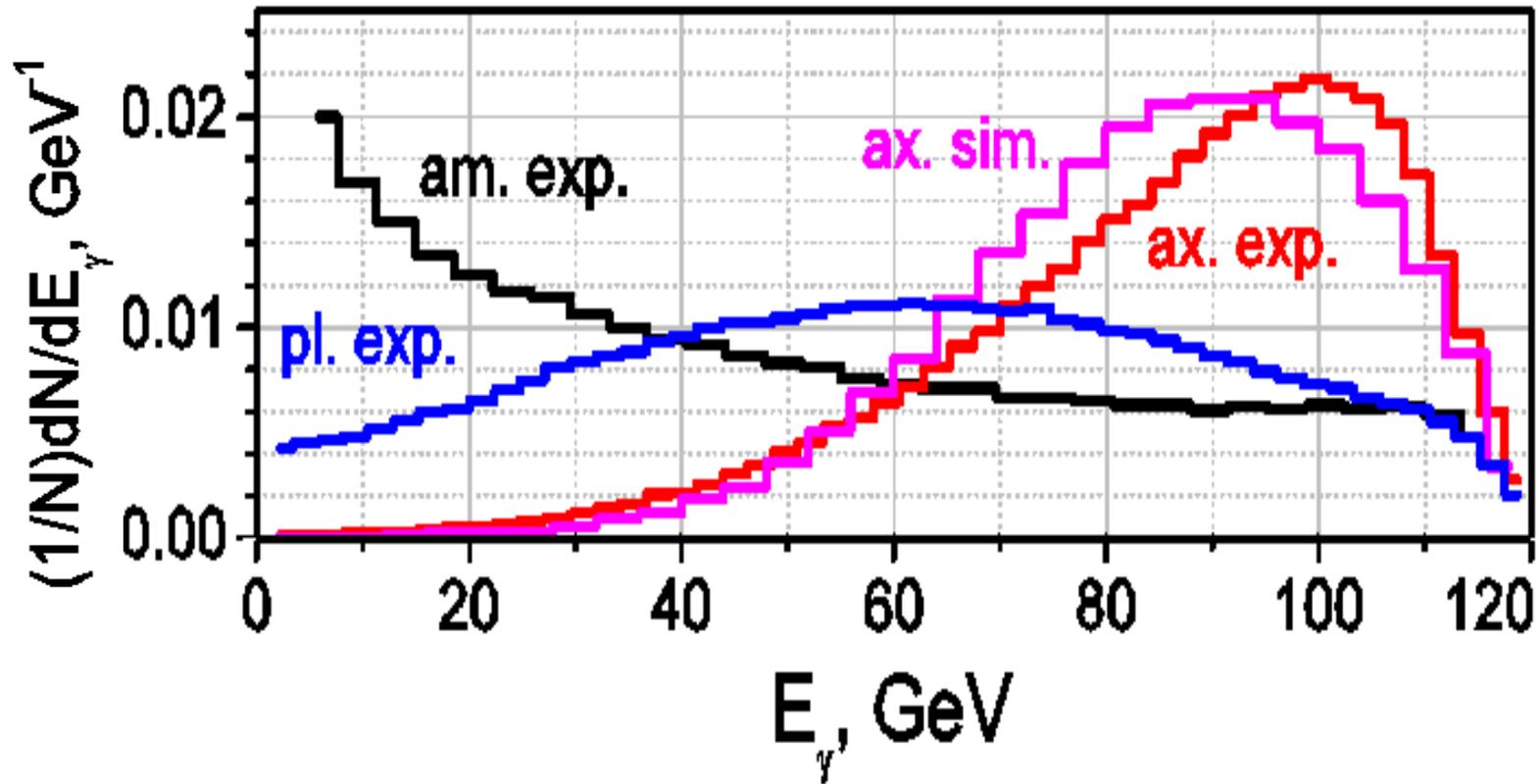
$$i \sum_{i=1}^N \left\{ \left[ \frac{1}{\dot{\varphi}(t_i+0)} - \frac{1}{\dot{\varphi}(t_i-0)} \right] \exp i\varphi(t_i) - \frac{2\ddot{\varphi}(\bar{t}_i)}{\dot{\varphi}^3(\bar{t}_i)} \sin \left[ \frac{\varphi(t_i-0) - \varphi(t_{i-1}+0)}{2} \right] \exp i\varphi(\bar{t}_i) \right\},$$

$$\vec{B} = \int_{-\infty}^{\infty} [\vec{v}_{\perp}(t) - \vec{\theta}] \exp\{i\varphi(t)\} dt = \left[ \frac{i}{\dot{\varphi}(+0)} - \frac{i}{\dot{\varphi}(-0)} \right] (\vec{v}_{\perp}(0) - \vec{\theta}) +$$

$$i \sum_{i=1}^N \left\{ \left[ \frac{\vec{v}_{\perp}(t_i) + \vec{v}_i - \vec{\theta}}{\dot{\varphi}(t_i+0)} - \frac{\vec{v}_{\perp}(t_i) - \vec{\theta}}{\dot{\varphi}(t_i-0)} \right] \exp i\varphi(t_i) - \frac{2}{\dot{\varphi}^2(\bar{t}_i)} \left[ \dot{\vec{v}}_{\perp}(\bar{t}_i) - (\vec{v}_{\perp}(\bar{t}_i) - \vec{\theta}) \frac{\ddot{\varphi}(\bar{t}_i)}{\dot{\varphi}(\bar{t}_i)} \right] \sin \left[ \frac{\varphi(t_i-0) - \varphi(t_{i-1}+0)}{2} \right] \exp i\varphi(\bar{t}_i) \right\},$$


where  $\omega' = \varepsilon/(\varepsilon - \omega)$ ,  $\ddot{\varphi}(t) = \omega' (\vec{v}_{\perp}(t_i) - \vec{\theta}) \dot{\vec{v}}_{\perp}(t)$  and  $\bar{t}_i = (t_i + t_{i-1})/2$ .

# Electromagnetic shower development acceleration in PWO at $E_e = 120 \text{ GeV}$





# Physics Reference Manual

*Release 11.3*



**Alexei Sytov**  
Marie Curie  
fellow

Geant4 Collaboration

Rev9.0: December 6th, 2024

# CONTENTS:

<b>I</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1</b>	<b>Definition of Terms Used in this Guide</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Monte Carlo Methods</b>	<b>5</b>
<b>3</b>	<b>Particle Transport</b>	<b>7</b>
3.1	Particle transport . . . . .	7
3.2	True Step Length . . . . .	7
3.2.1	The Interaction Length or Mean Free Path . . . . .	7
3.2.2	Determination of the Interaction Point . . . . .	8
3.2.3	Step Limitations . . . . .	8
3.2.4	Updating the Particle Time . . . . .	9
<b>49</b>	<b><u>Crystal Channeling Physics</u></b>	<b>455</b>
49.1	Channeling of relativistic particles . . . . .	455
49.2	Channeling Fast Simulation Model . . . . .	456
49.2.1	Applicability range . . . . .	457
49.2.2	Trajectory simulation . . . . .	457
49.2.3	Coulomb scattering and ionization losses . . . . .	457
49.2.4	<u>Baier-Katkov Model</u> . . . . .	458
49.2.5	<u>Coherent Pair Production Model</u> . . . . .	458
	<b>Bibliography</b>	<b>461</b>

## Physics Reference Manual, Release 11.3

---

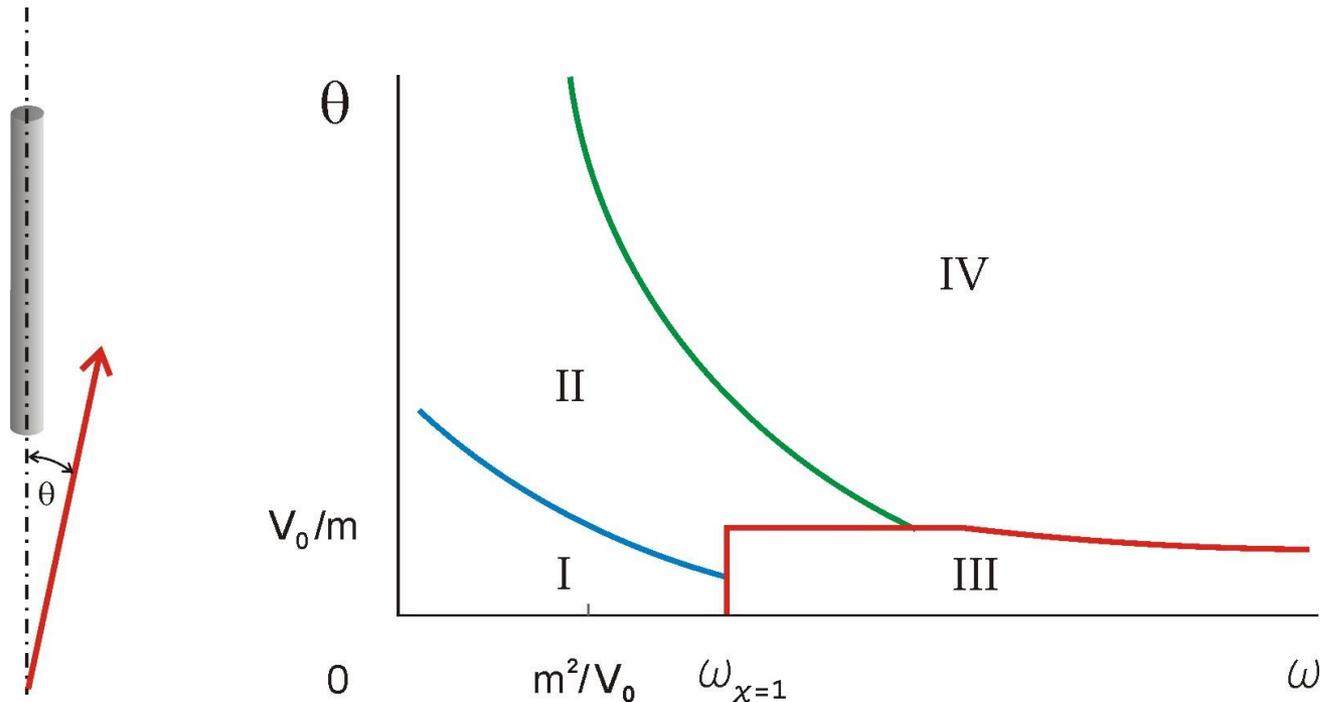
- [BKS98] V.N. Baier, V.M. Katkov, and V.M. Strakhovenko. *Electromagnetic Processes At High Energies In Oriented Single Crystals*. World Scientific Publishing Company, 1998. ISBN 9789814502542.
- [DPW95] S.L. Dudarev, L.-M. Peng, and M.J. Whelan. On the doyle-turner representation of the optical potential for rheed calculations. *Surface Science*, 330(1):86–100, 1995. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0039602895004645>, doi:[https://doi.org/10.1016/0039-6028\(95\)00464-5](https://doi.org/10.1016/0039-6028(95)00464-5).
- [GBT12] Vincenzo Guidi, Laura Bandiera, and Victor Tikhomirov. Radiation generated by single and multiple volume reflection of ultrarelativistic electrons and positrons in bent crystals. *Phys. Rev. A*, 86:042903, Oct 2012. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.86.042903>, doi:10.1103/PhysRevA.86.042903.
- [MSB+20] A. Mazzolari, A. Sytov, L. Bandiera, G. Germogli, M. Romagnoni, E. Bagli, V. Guidi, V. V. Tikhomirov, D. De Salvador, S. Carturan, C. Durigello, G. Maggioni, M. Campostrini, A. Berra, V. Mascagna, M. Prest, E. Vallazza, W. Lauth, P. Klag, and M. Tamisari. Broad angular anisotropy of multiple scattering in a si crystal. *The European Physical Journal C*, 80(1):63, Jan 2020. URL: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7586-6>, doi:10.1140/epjc/s10052-019-7586-6.
- [Nav24] S. et al. Navas. Review of particle physics. *Physical Review D*, August 2024. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.110.030001>, doi:10.1103/physrevd.110.030001.
- [STB19] A. I. Sytov, V. V. Tikhomirov, and L. Bandiera. Simulation code for modeling of coherent effects of radiation generation in oriented crystals. *Phys. Rev. Accel. Beams*, 22:064601, Jun 2019. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevAccelBeams.22.064601>, doi:10.1103/PhysRevAccelBeams.22.064601.
- [SBC+23] Alexei Sytov, Laura Bandiera, Kihyeon Cho, Giuseppe Antonio Pablo Cirrone, Susanna Guatelli, Viktor Haurylavets, Soonwook Hwang, Vladimir Ivanchenko, Luciano Pandola, Anatoly Rosenfeld, and Victor Tikhomirov. Geant4 simulation model of electromagnetic processes in oriented crystals for accelerator physics. *Journal of the Korean Physical Society*, 83(2):132–139, Jul 2023. URL: <https://doi.org/10.1007/s40042-023-00834-6>, doi:10.1007/s40042-023-00834-6.
- [TM72] Mikhail L. Ter-Mikaelian. *High-energy electromagnetic processes in condensed media*. New York (N.Y.) : Wiley-Interscience, 1972. ISBN 0471851906.

Typical angle  $V_0/m$  for synchrotron-like radiation and PP processes in crystals

$$\vartheta \approx \frac{|\delta \vec{p}_\perp|}{\varepsilon} = \frac{1}{\varepsilon} \left| \int e \mathbf{E}_{\perp \vec{v}}(z) dz \right| = \frac{1}{\varepsilon} \left| \int e \mathbf{E}_{\perp \vec{v}}(z) \frac{d\vec{\rho}}{\psi} \right| \approx \frac{V_0}{\varepsilon \psi} \approx \frac{m}{\varepsilon} \Rightarrow$$

$$\psi \approx \frac{V_0}{m} \gg \sqrt{\frac{2V_0}{\varepsilon}}$$

Области энергий  $\omega$  и углов  $\theta$  падения гамма-квантов на атомные цепочки кристаллов, в которых проявляются различные механизмы рождения пар в кристаллах.



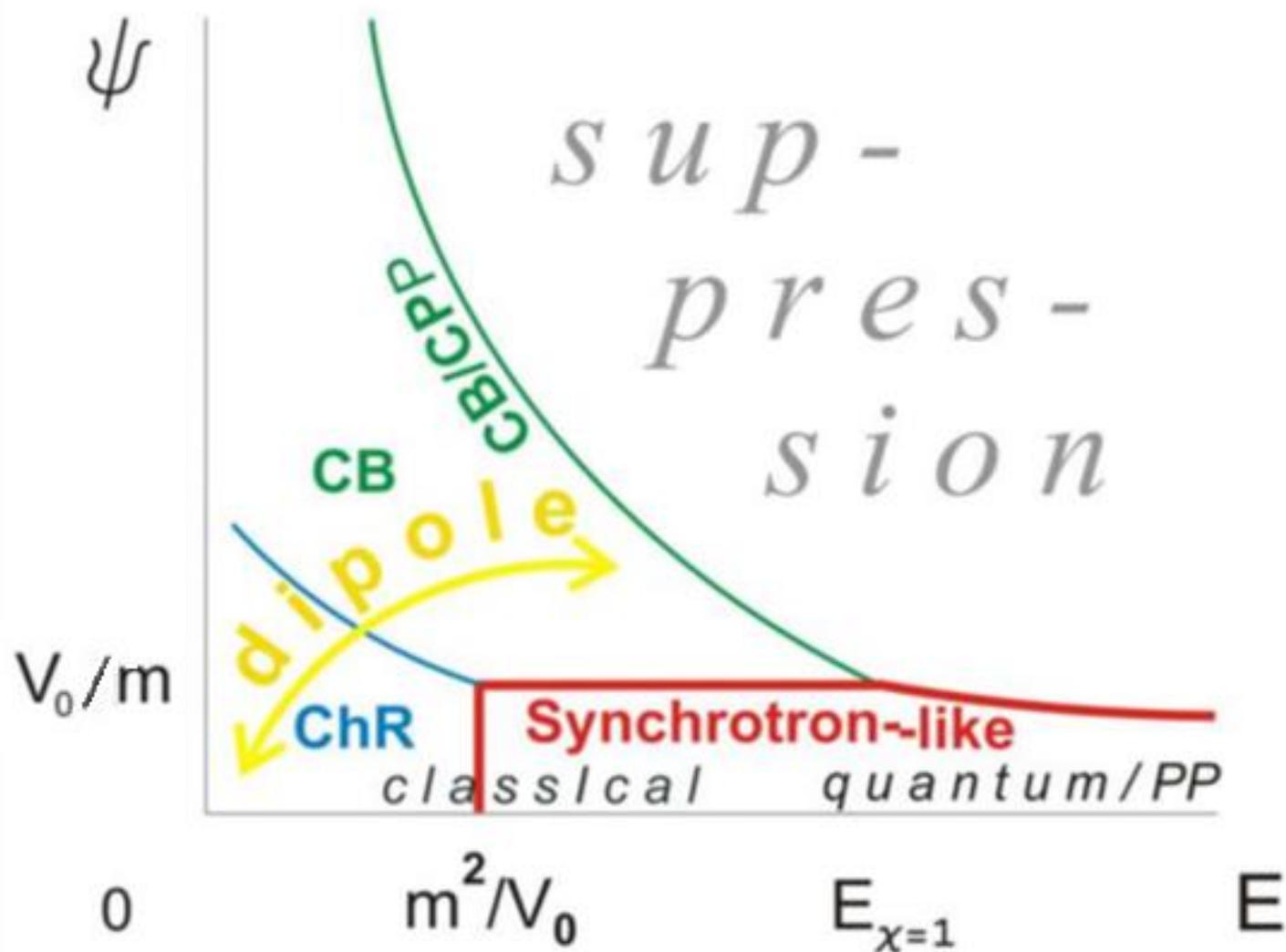
I – область подавления магнитотормозного рождения пар каналированных электронов и позитронов при низких энергиях;

II – область проявления когерентного тормозного рождения пар;

III – область проявления магнитотормозного механизма рождения пар;

IV – область перехода к рождению пар в поле плоскостей.

At high energies both radiation and PP processes acquire synchrotron nature



# Основное содержание

Возможность наблюдения **эффектов сильного поля в кристаллах**

**Самополяризация** позитронов в синхротронах и изогнутых кристаллах

**Усиление эффектов КЭД** интенсивного поля при плоскостном каналировании позитронов под малыми углами относительно осей в изогнутых кристаллах

**Циркулярная поляризация** излучения каналированных позитронов, движущихся под малыми углами относительно осей изогнутых кристаллов

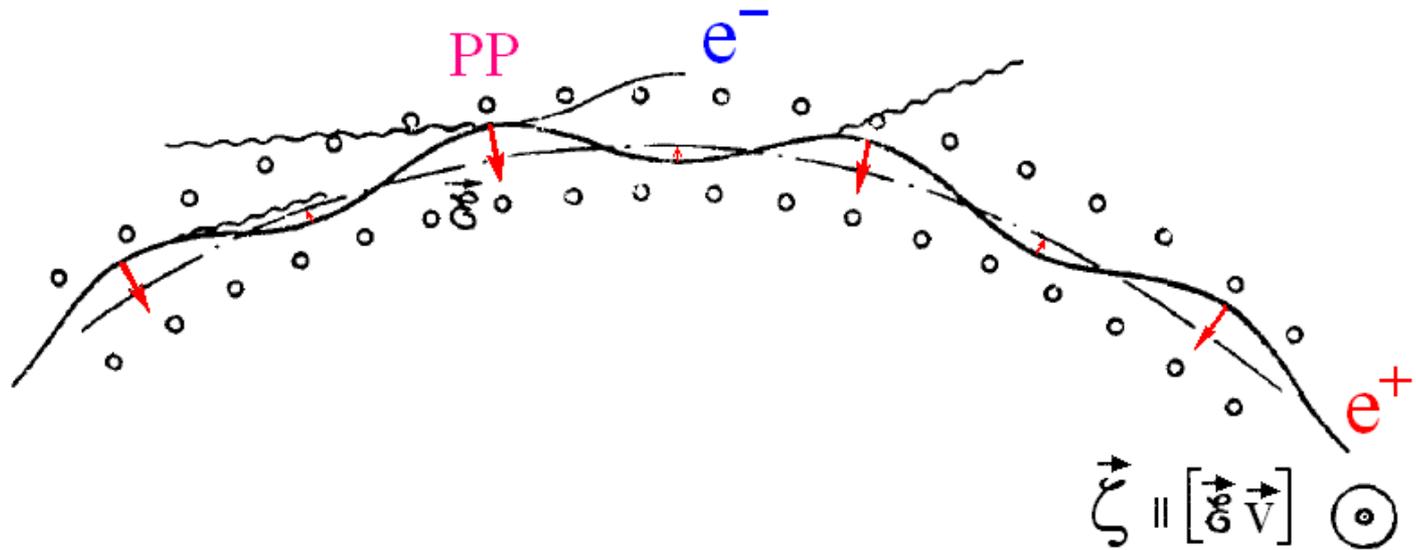
**Изменение магнитного момента** позитрона сильным кристаллическим полем

**Киральность** электрона (позитрона) и вращение спина в циркулярно поляризованных гармониках кристаллического поля

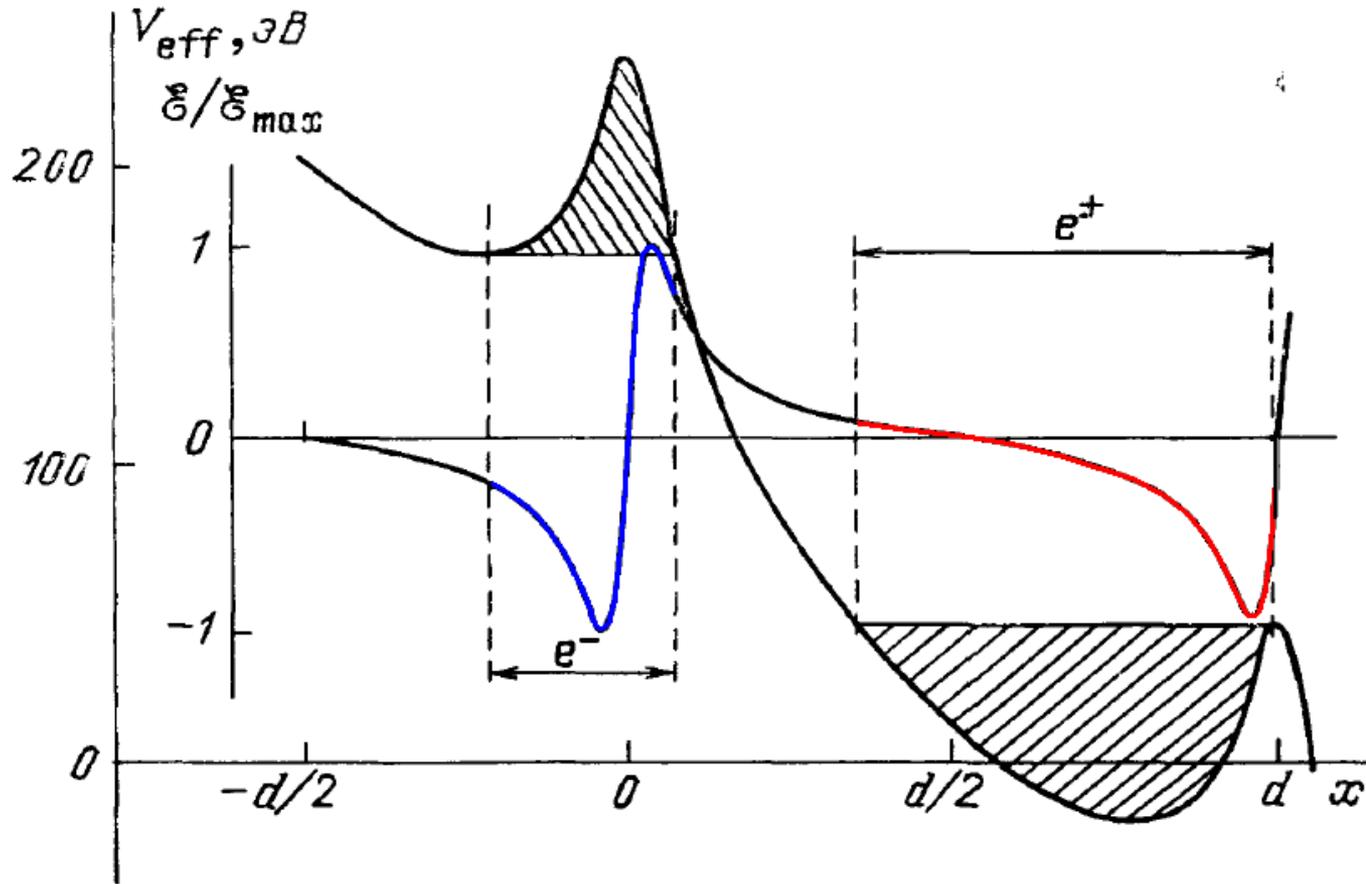
1. Baryshevsky VG. Spin rotation of ultrarelativistic particles passing through a crystal. Sov. Tech. Phys. Lett. **1979**;5:73 [Pis'ma. Zh. Tekh. Fiz. 1979;5:182].
2. Baryshevsky V.G., Grubich A.O. (1979c). Radiative self-polarization of fast particles in bent crystals, Pis'ma. Zh. Tekh. Fiz. 5, 24, pp. 1527–1530.
3. Baryshevsky, V. G. and Grubich, A. O. Possibility of measuring the dependence of the anomalous magnetic moment of ultrarelativistic  $e^-(e^+)$  on the particle energy and external field strength, Sov. J. Nucl. Phys. 1986. 44, 4, p. 721.
4. Baryshevsky V. G., Tikhomirov V. V. Possibilities of obtaining polarized  $e^\pm$  beams in proton accelerators // Physics of Atomic Nuclei 48(1988)429.
5. Tikhomirov V.V. Possibility of observing radiative self-polarization and the production of polarized  $e^+e^-$  pairs in crystal at accessible energies. JETP Lett. 58(3)(1993)166-170.
6. Tikhomirov V.V. To the possibility to observe positron magnetic moment variation under the propagation through crystals. Sov. Yad. Phys. 57 (1994) 2302.

# Spin effects in bent crystal

V. G. Baryshevsky. Pis'ma Zh. Tekh. Fiz. 5(1979)182; 5(1979)1529.

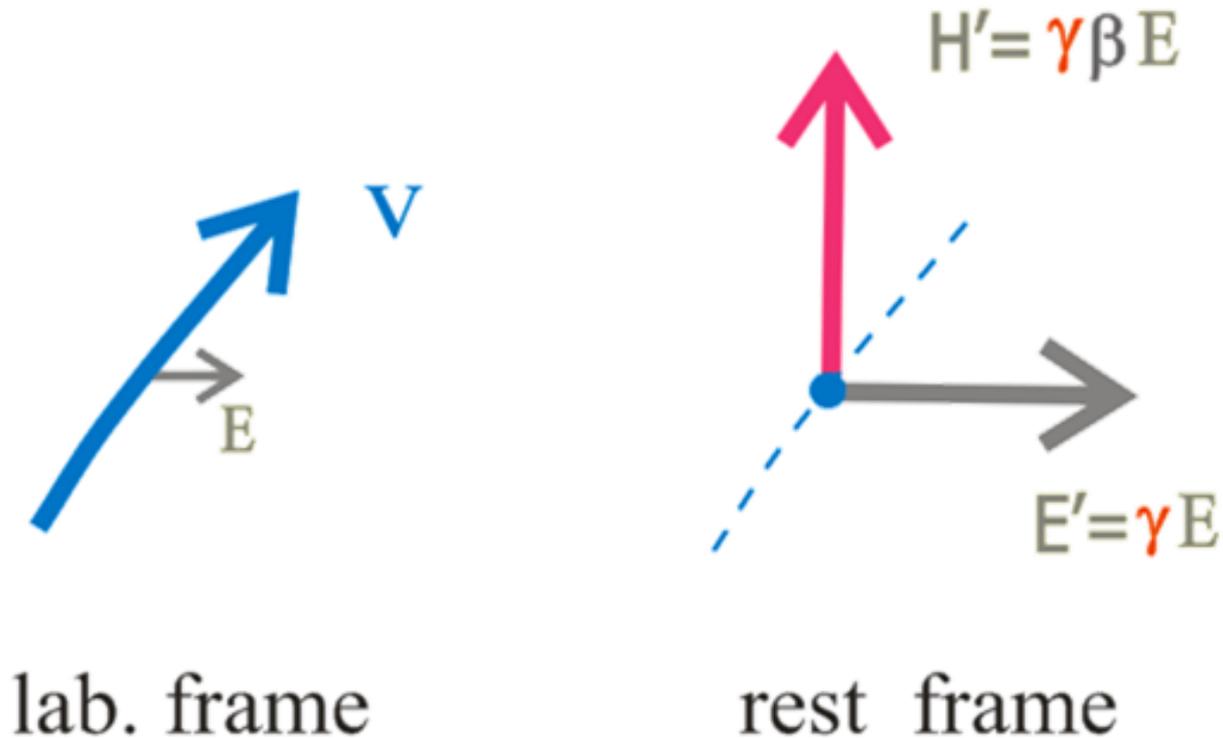


Channeled  $e^+$  and  $e^-$  move or are produced by gamma-quanta in bent crystals in the regions with **dominating direction** of the planar electric field. which represents itself an origin of a number of **spin effects**.



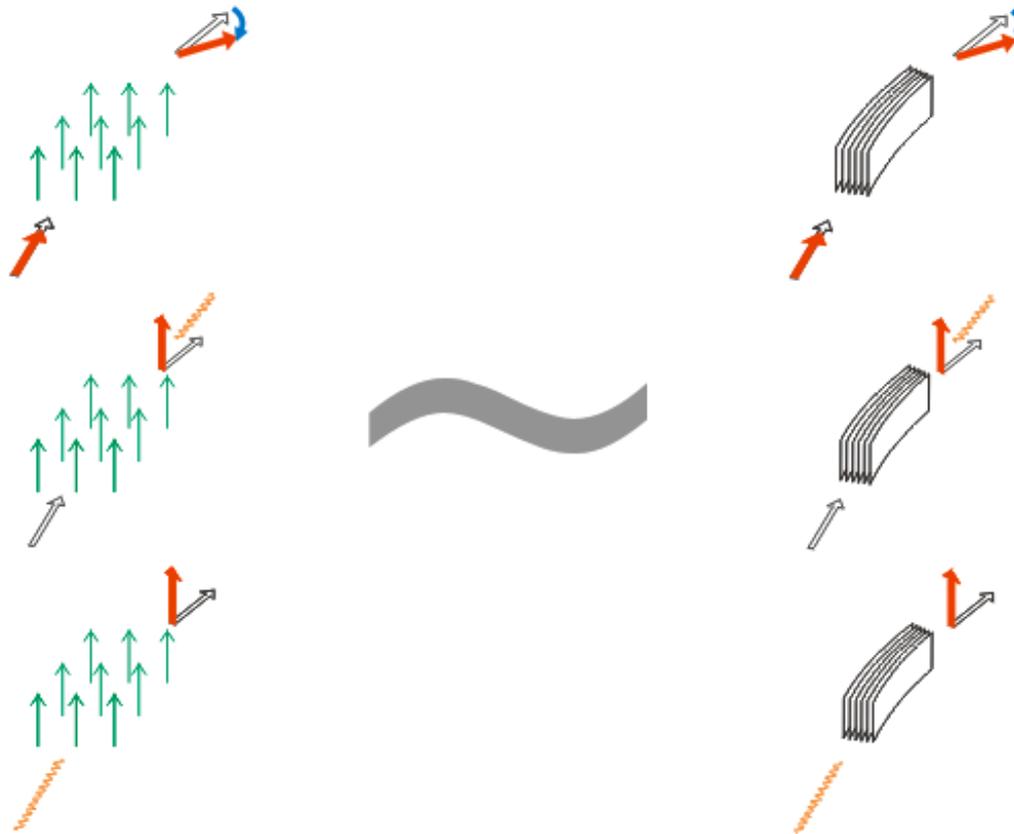
**Dominating directions** of the planar electric field in the regions of channeled  $e^+$  and  $e^-$  motion.

# Effective magnetic field in the particle rest frame



Lorentz amplification of field can exceed  $\gamma \sim 10^5$  times

# Various Spin Effects of the Strong Field QED can be realized in bent crystal



# Основное содержание

Возможность наблюдения эффектов сильного поля в кристаллах

**Самополяризация** позитронов в синхротронах и изогнутых кристаллах

Усиление эффектов КЭД интенсивного поля при плоскостном каналировании позитронов под малыми углами относительно осей в изогнутых кристаллах

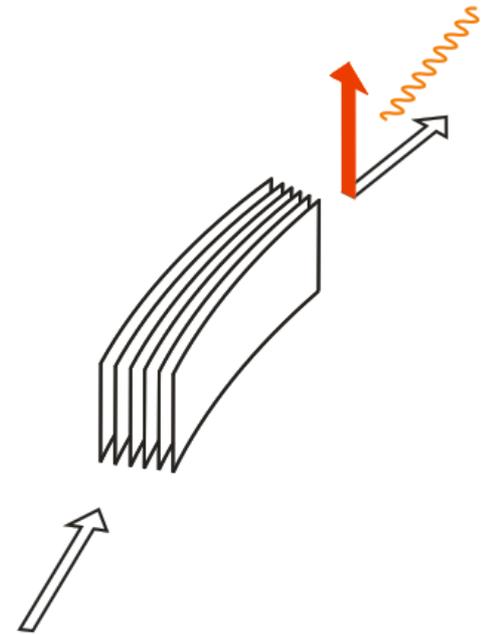
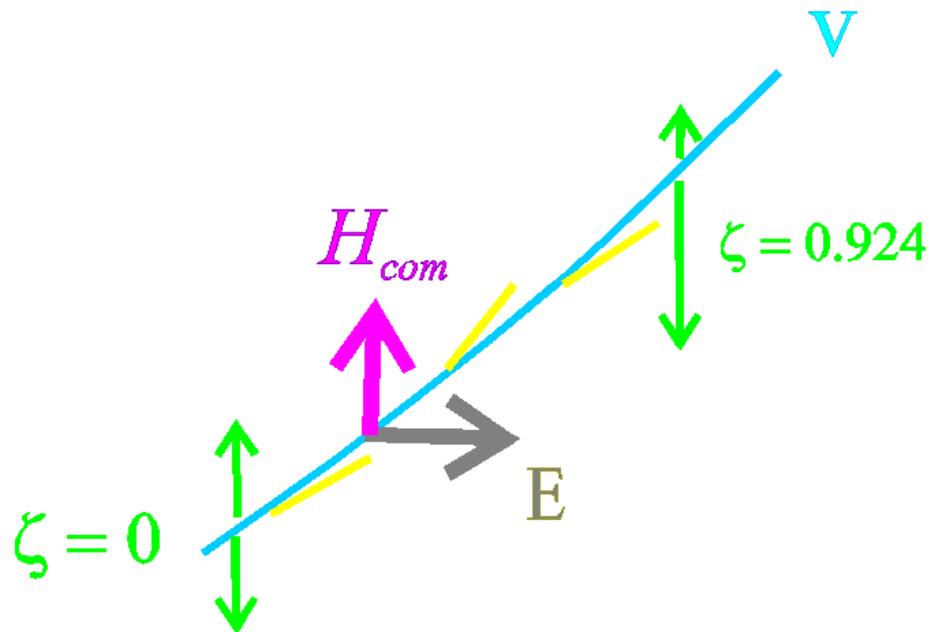
Циркулярная поляризация излучения каналированных позитронов, движущихся под малыми углами относительно осей изогнутых кристаллов

Изменение магнитного момента позитрона сильным кристаллическим полем

Киральность электрона (позитрона) и вращение спина в циркулярно поляризованных гармониках кристаллического поля

Самополяризация  
электронов (позитронов)  
или  
эффект Соколова-Тернова

# Sokolov–Ternov (self-polarization) effect



# Probability of spin flip radiation

$$\omega = \frac{5\sqrt{3}\alpha}{16} \frac{\hbar^2}{m^2} \left(\frac{\varepsilon}{m}\right)^5 \omega_0^3 \left(1 - \frac{2}{9}\zeta_{\parallel}^2 - \frac{8\sqrt{3}}{15} \frac{e}{|e|} \zeta_{\perp}\right)$$

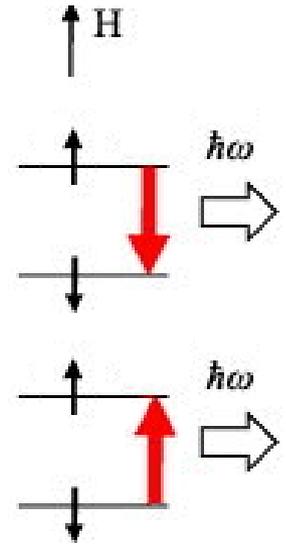
$$\frac{\omega(\zeta_{\perp} = -1) - \omega(\zeta_{\perp} = 1)}{\omega(\zeta_{\perp} = -1) + \omega(\zeta_{\perp} = 1)} = \frac{8\sqrt{3}}{15} = 0.92$$

$$\omega_0 = eE/\varepsilon, \quad \omega \sim E^3 \varepsilon^2,$$

$\varepsilon$  – particle energy,  $E$  – electric field strength

**$10^{15-20}$  increase in crystals**

**Семинар МГУ, кафедра И.М. Тернова, май 1987**



# Эффект отдачи в магнитотормозном излучении

Invariant parameter:  $\chi = \frac{\sqrt{(F_{\mu\nu}k^\nu)^2}}{m^3} \rightarrow \frac{E}{(m^2c^3 / e\hbar)} \frac{\varepsilon_{e^\pm}}{mc^2} = \frac{E\gamma}{E_0} \sim 1$

Critical field:  $E_0 = \frac{m^2c^3}{e\hbar} \approx 1.32 \times 10^{16} \text{ eV}$

Radiated photon energy:  $\varepsilon_\gamma \equiv \hbar\omega \sim \frac{\chi}{\chi + 2/3} \varepsilon_{e^\pm} \sim \varepsilon_{e^\pm}$

## Эффект отдачи в излучении

электронов и позитронов в кристаллах сопровождается  
выраженными спиновыми эффектами

TABLE I. Certain parameters of the averaged potentials of the principal axes and planes of a number of crystals.

Element	$Z$	(Plane) (Axis)	$d_{pl} (d_{ax}), \text{Å}$	$T, \text{K}$	$u_1, \text{Å}$	$V_{max}, \text{eV}$	$\mathcal{E}_{max}, \text{GV/cm}$	$\mathcal{E}_{\chi=1}$
Diamond	6	(110)	1.26	293	0.04	20.8	7.7	890
		$\langle 110 \rangle$	2.52	293	0.04	137	68	100
Si	14	(110)	1.92	293	0.075	21.5	5.7	1193
		$\langle 110 \rangle$	3.84	293	0.075	133	46	145
Ge	32	(110)	2.00	293	0.085	37.7	9.9	684
		(110)	2.00	0	0.036	44.0	14.9	454
		$\langle 110 \rangle$	4.00	293	0.085	229	78	87
W	74	$\langle 110 \rangle$	4.00	100	0.054	309	144	47
		(110)	2.24	293	0.05	127	43	158
		(110)	2.24	0	0.025	142	57	119
		$\langle 111 \rangle$	2.74	293	0.05	931	500	13.6
		$\langle 111 \rangle$	2.74	0	0.025	1367	1160	5.8

$Z$ —atomic number,  $d_{pl}$ —interplanar spacing,  $d_{ax}$ —interatomic distance along an axis,  $T$ —temperature of the crystal,  $u_1$ —rms amplitude of the thermal oscillations of the atomic nuclei,  $V_{max}$ —amplitude of the variation of the averaged potential of an axis or the total potential of planes,  $\mathcal{E}_{max}$ —maximum field intensity of an axis (total field of planes),  $\mathcal{E}_{\chi=1} = \omega_{\chi=1} = m^3/e\mathcal{E}_{max}$  is the energy of  $\gamma, e^\pm$  at which the quantum-electrodynamic parameters  $\chi = e\mathcal{E}\varepsilon/m^3, \kappa = e\mathcal{E}\omega/m^3$  attain a value of unity in a field of intensity  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_{max}$ .

# Can self-polarization effect be realized in crystals?

Baryshevsky, V. G. Radiative self-polarization and spin precession of particles moving in crystals, *Dokl. Akad. Nauk BSSR* 23(1979)438.

Baryshevsky V. G., Tikhomirov V. V. Possibilities of obtaining polarized  $e^\pm$  beams in proton accelerators. *Physics of Atomic Nuclei* 48(1988)429.

$$l_{\text{pol}} \approx E/e^2 m^2 \chi^3 - \text{polarization length}$$

$$l_{\text{rad}} = E/e^2 m^2 \chi^2 - \text{rad. loss length}$$

$$l_{\text{pol}}/l_{\text{rad}} \approx \chi^{-1} (\sim 10^{6-7} \text{ in synchrotrons})$$

**real self-polarization requires  $\chi \sim 1$**

Эффект **радиационной самополяризации** широко используется в экспериментах с поляризованными электронными и позитронными пучками на синхротронах. Вероятнее всего, он будет использоваться на FCC-ee.

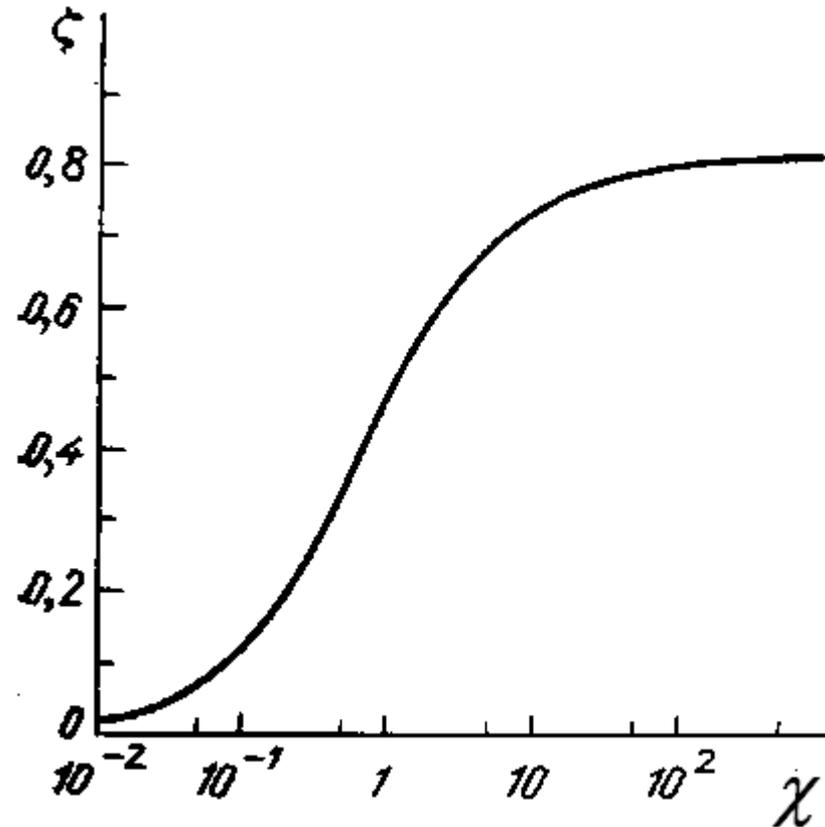
В синхротронах реализуется крайне низкоквантовый режим,

$$\omega/\varepsilon \sim \chi \sim 10^{-6},$$

в котором процесс поляризации происходит при длительной циркуляции пучка в условиях **значительного подвода энергии.**

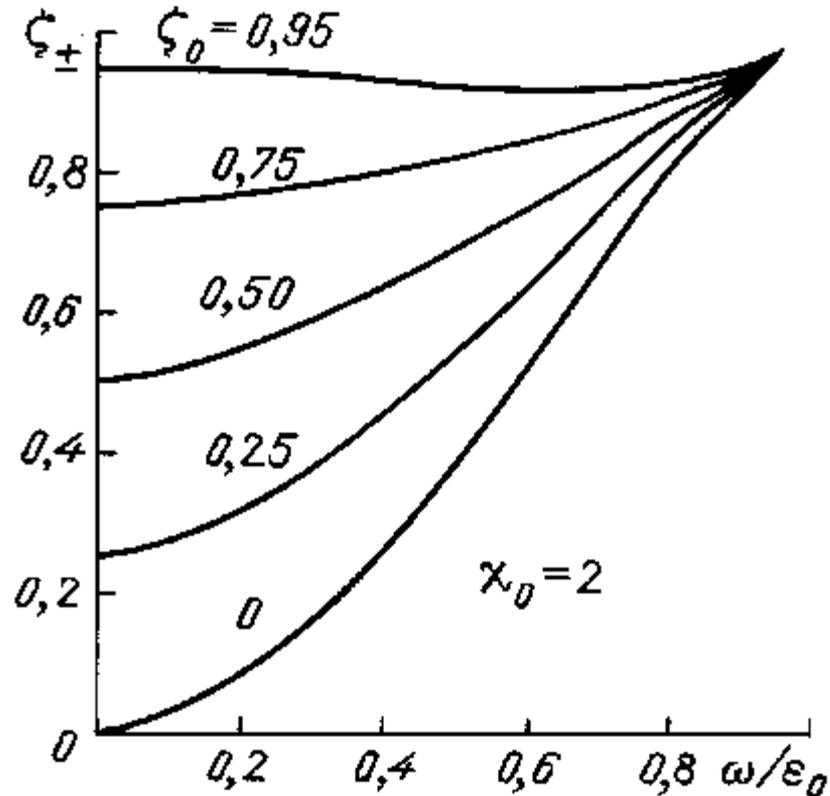
В гораздо более сильном кристаллическом поле реализуется **квантовый режим  $\chi \sim 1$** , когда поляризация возникает при излучении **нескольких или даже одного фотона.**

# Radiative self-polarization in the strong uniform field



**Final** polarization, attained by  $e^\pm$  losing all their energy for radiation on the initial value of the parameter  $\chi$ .

# Radiative self-polarization in the uniform field



Final  $e^{\pm}$  polarization vs the energy of emitted  $\gamma$ -quantum at  $\chi_0 = 2$  and different initial polarizations  $\zeta_0$ .

# First simulations of radiative self-polarization in bent crystals at planar channeling

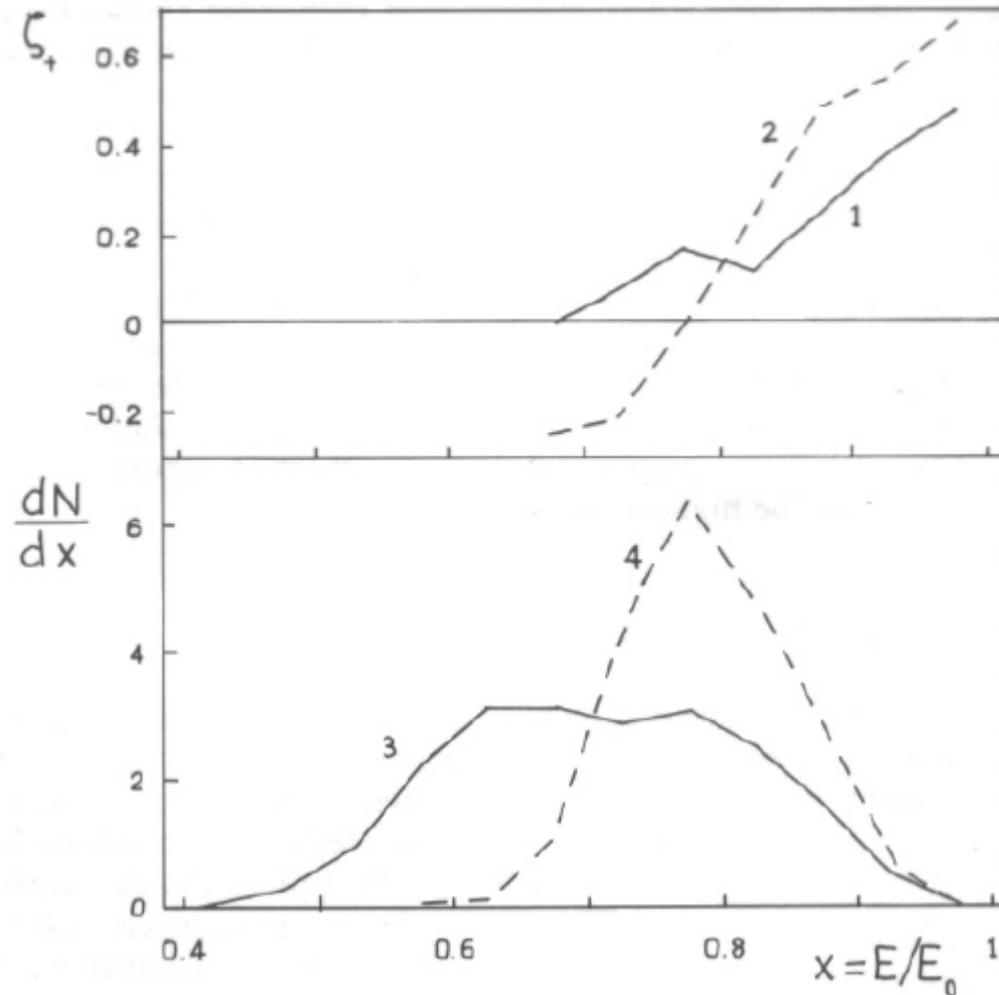
*Radiation Effects and Defects in Solids*, 1991, Vol. 117, pp. 27-32  
Reprints available directly from the publisher  
Photocopying permitted by license only

© 1991 Gordon and Breach, S.A.  
Printed in Great Britain

## **POLARIZATION EFFECTS ACCOMPANYING PENETRATION OF HIGH-ENERGY ELECTRONS, POSITRONS AND GAMMA-QUANTA THROUGH CRYSTALS**

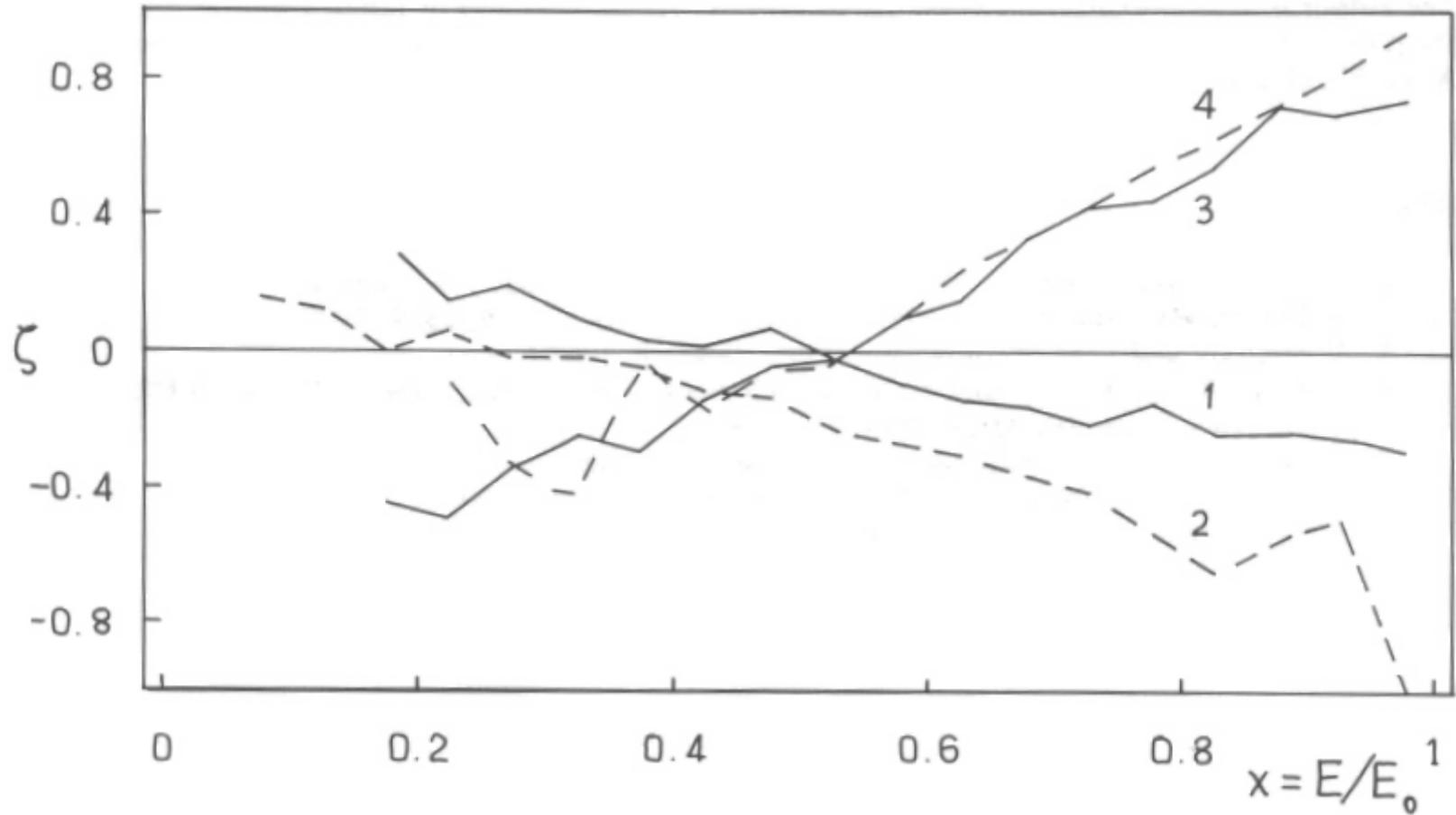
V. V. TIKHOMIROV†

*Physics Department, Waseda University, 4-1, Ohkubo 3, Shinjuku-ku,  
Tokyo 169, Japan*



Polarization (1, 2) and energy (3, 4) distributions  
of  $e^+$  287 GeV in Ge(110)100K.

$R_0 = 1$  m (1, 3),  $R = R_0/3^{Z/1}$  (2, 4).  $L_{cr} = 1$  mm.



Polarization of 1 TeV  $e^-$  (1, 2) and  $e^+$  (3, 4) in Si(110) vs final energy.

$R_0 = 5.3 \text{ m}$  (1, 3),  $R = R_0/2.5^{z/l}$  (2, 4).

$L_{cr} = 1 \text{ mm}$  (1),  $0,7 \text{ mm}$  (2),  $4.5\text{mm}$ (3) and  $2 \text{ mm}$  (4).

Помимо того, что начальная энергия слишком высока, энергия конечных позитронов, приобретающих заметную поляризацию, слишком мала (менее 30% от начальной), чтобы наблюдать эту поляризацию с помощью зависимости интенсивности излучения от поперечной поляризации, связанной с эффектом самополяризации.

К счастью, ситуацию можно улучшить, используя геометрию струны струн (SOS).

Также следует проанализировать возможность использования поляризации слабо излучающих позитронов.

# Основное содержание

Возможность наблюдения **эффектов сильного поля в кристаллах**

**Самополяризация** позитронов в синхротронах и изогнутых кристаллах

**Усиление эффектов КЭД** интенсивного поля при плоскостном каналировании позитронов под малыми углами относительно осей в изогнутых кристаллах

**Циркулярная поляризация** излучения каналированных позитронов, движущихся под малыми углами относительно осей изогнутых кристаллов

**Изменение магнитного момента** позитрона сильным кристаллическим полем

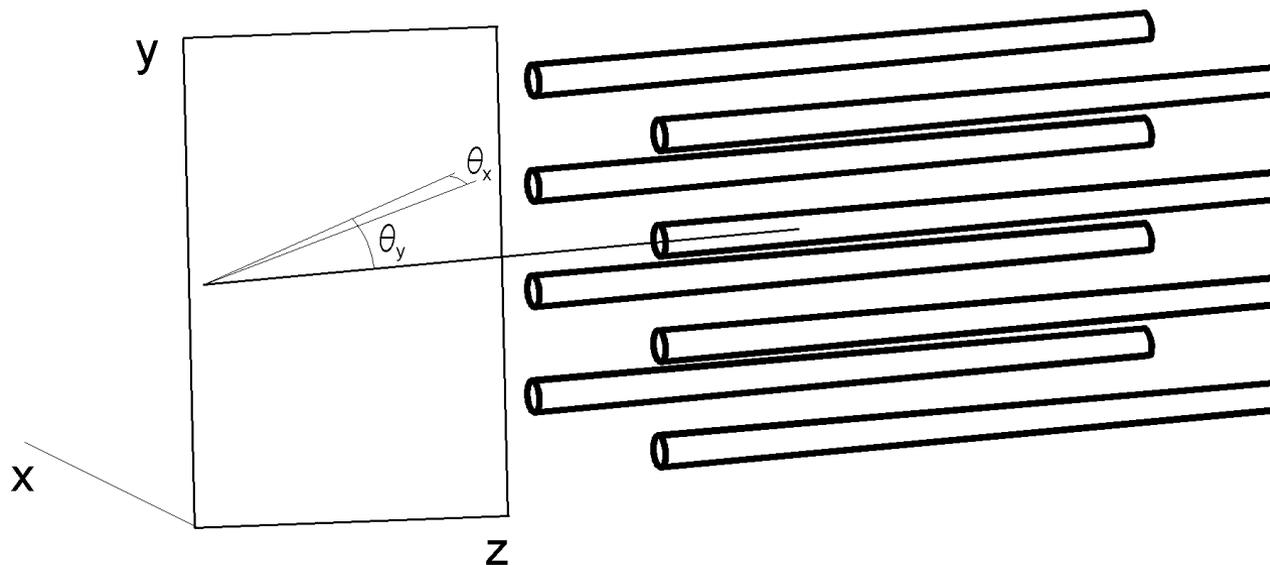
**Киральность** электрона (позитрона) и вращение спина в циркулярно поляризованных гармониках кристаллического поля

Некоторые параметры усредненных потенциалов главных осей и плоскостей ряда кристаллов

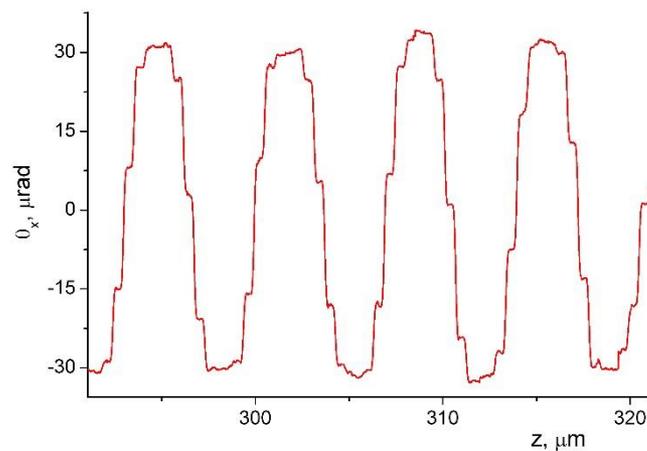
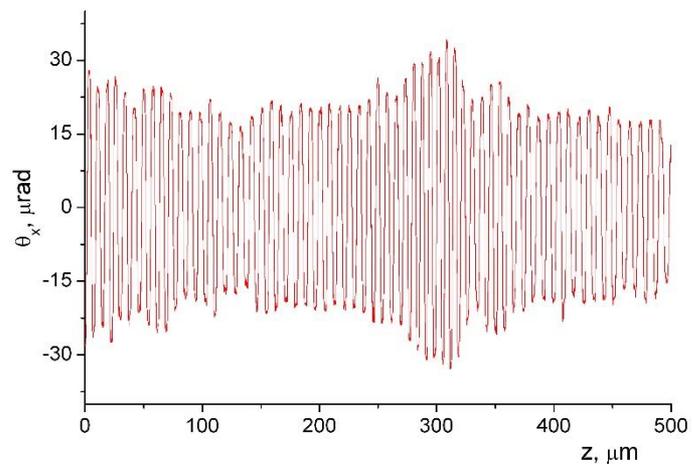
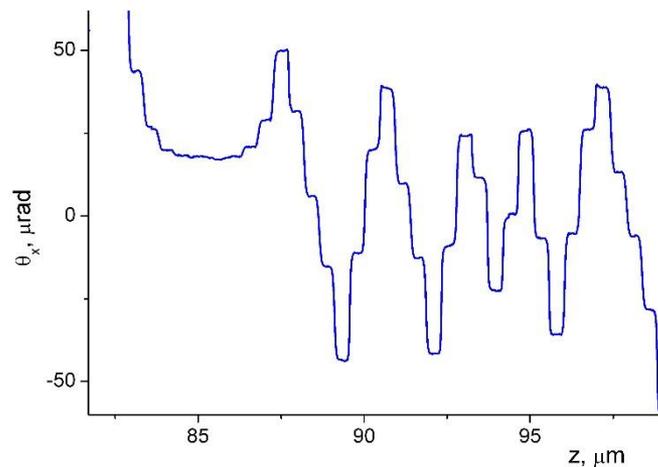
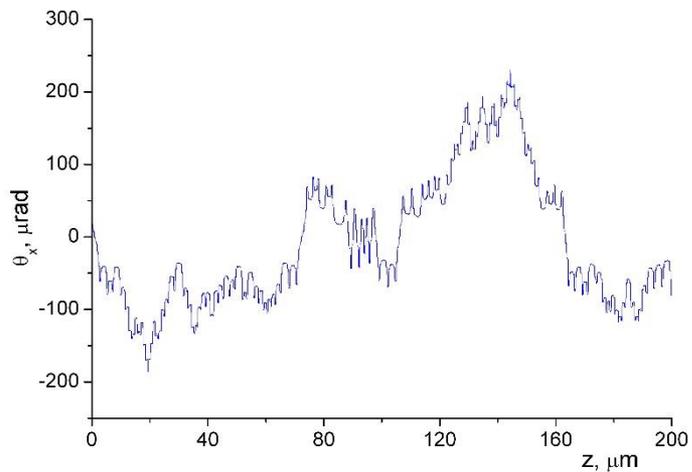
Элемент	Z	(Плоскость) <ось>	$d_{pl}$ ( $d_{ax}$ ), Å	T, К	$u_1$ , Å	$V_{max}$ , эВ	$\mathcal{E}_{max}$ , ГВ/см	$\omega\chi=1=$ $=\theta\chi=1,$ ГэВ
Алмаз	6	(110)	1,26	293	0,04	20,8	7,7	890
		<110>	2,52	293	0,04	137	68	100
Si	14	(110)	1,92	293	0,075	21,5	5,7	1193
		<110>	3,84	293	0,075	133	46	145
Ge	32	<u>(110)</u>	2,00	293	0,085	37,7	9,9	<u>684</u>
		(110)	2,00	0	0,036	44,0	14,9	454
		<u>&lt;110&gt;</u>	4,00	293	0,085	229	78	<u>87</u>
		<110>	4,00	100	0,054	309	144	47
W	74	(110)	2,24	293	0,05	127	43	158
		(110)	2,24	0	0,025	142	57	119
		<111>	2,74	293	0,05	931	500	13,6
		<111>	2,74	0	0,025	1367	1160	5,8

Z — атомный номер,  $d_{pl}$  — межплоскостное расстояние,  $d_{ax}$  — межатомное расстояние на оси, T — температура кристалла,  $u_1$  — среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний атомных ядер,  $V_{max}$  — амплитуда изменения усредненного потенциала оси или суммарного потенциала плоскостей,  $\mathcal{E}_{max}$  — максимальная напряженность поля оси (суммарного поля плоскостей),  $\varepsilon\chi=1=\omega\chi=1 = m^2/e\mathcal{E}_{max}$  — энергия  $\gamma$ ,  $e^\pm$ , при которой квантово-электродинамические параметры  $\chi = e\mathcal{E}\varepsilon/m^2$ ,  $\varkappa = e\mathcal{E}\omega/m^2$  достигают единицы в поле напряженности  $\mathcal{E}=\mathcal{E}_{max}$

Падение частиц под малым углом на семейство атомных  
цепочек, образующих плоскость  
(strings of strings, SOS)



Geometry of both electron and positron incidence at angles  $\theta_x$   
and  $\theta_y$  on atomic planes and the chains that form them.

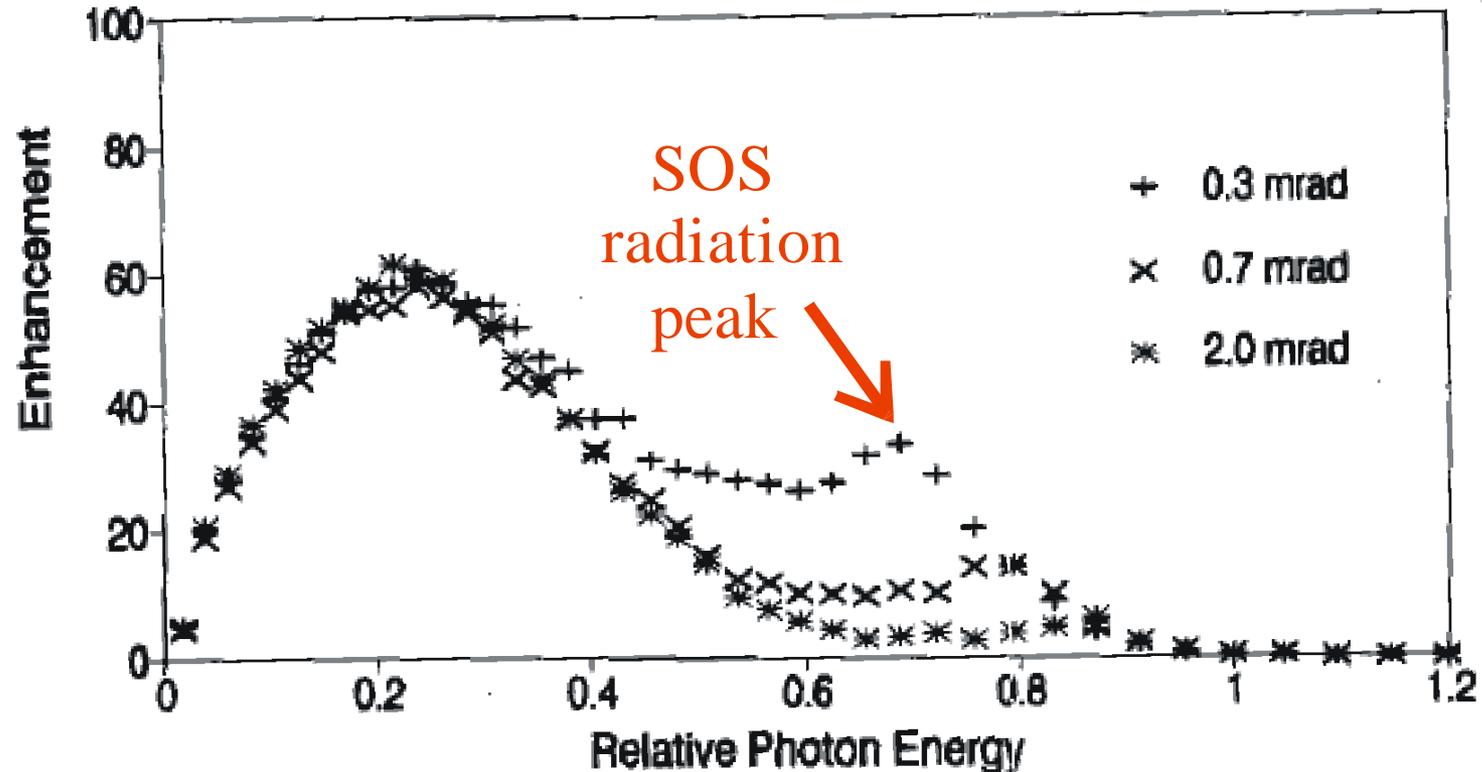


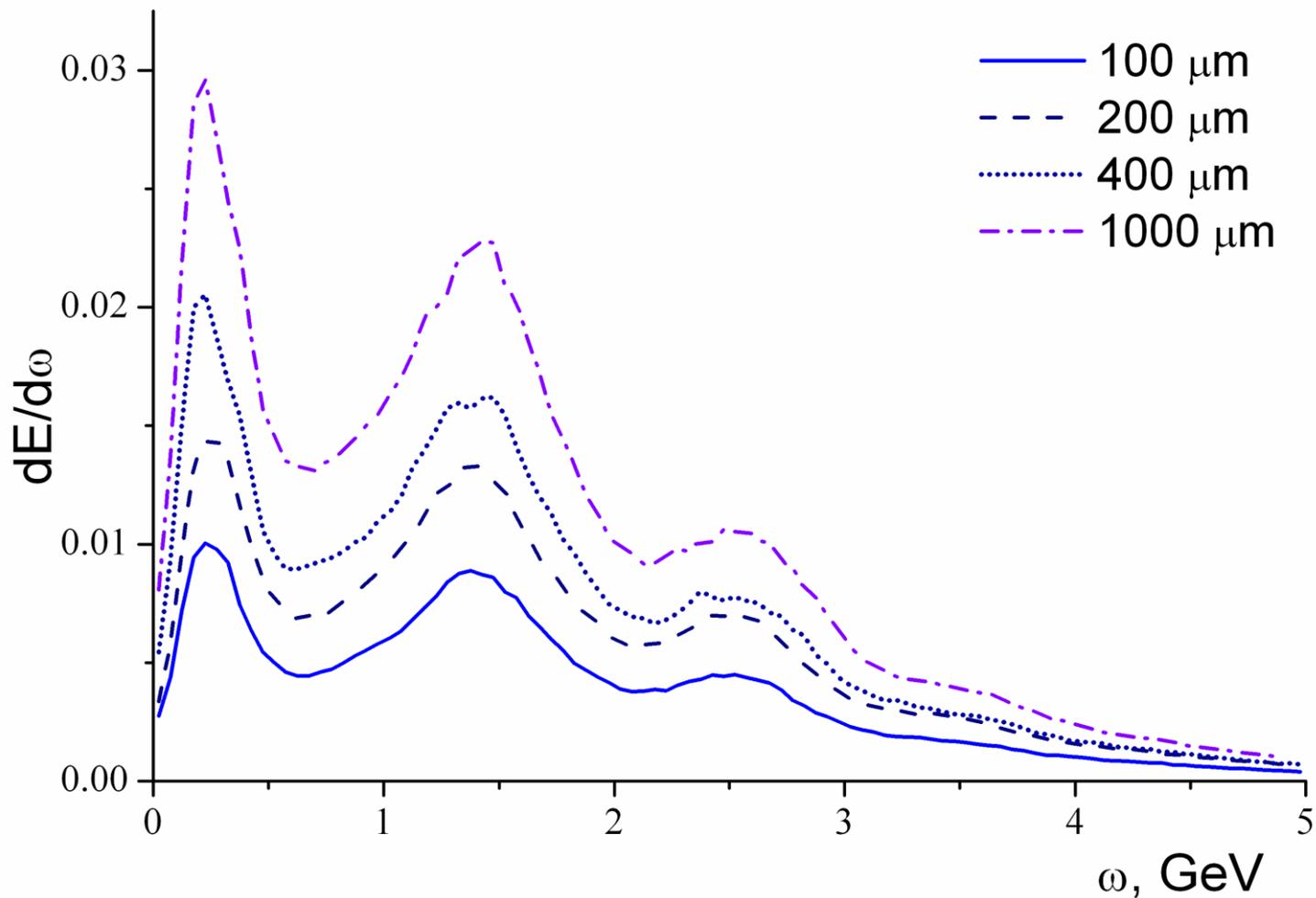
Зависимость поперечной составляющей скорости электрона (вверху) и позитрона (внизу) с энергией 10 ГэВ в алмазе  $\langle 111 \rangle (110)$  продольной координаты в разных масштабах.

# Experimental observation of hard radiation peak in string-of-string geometry

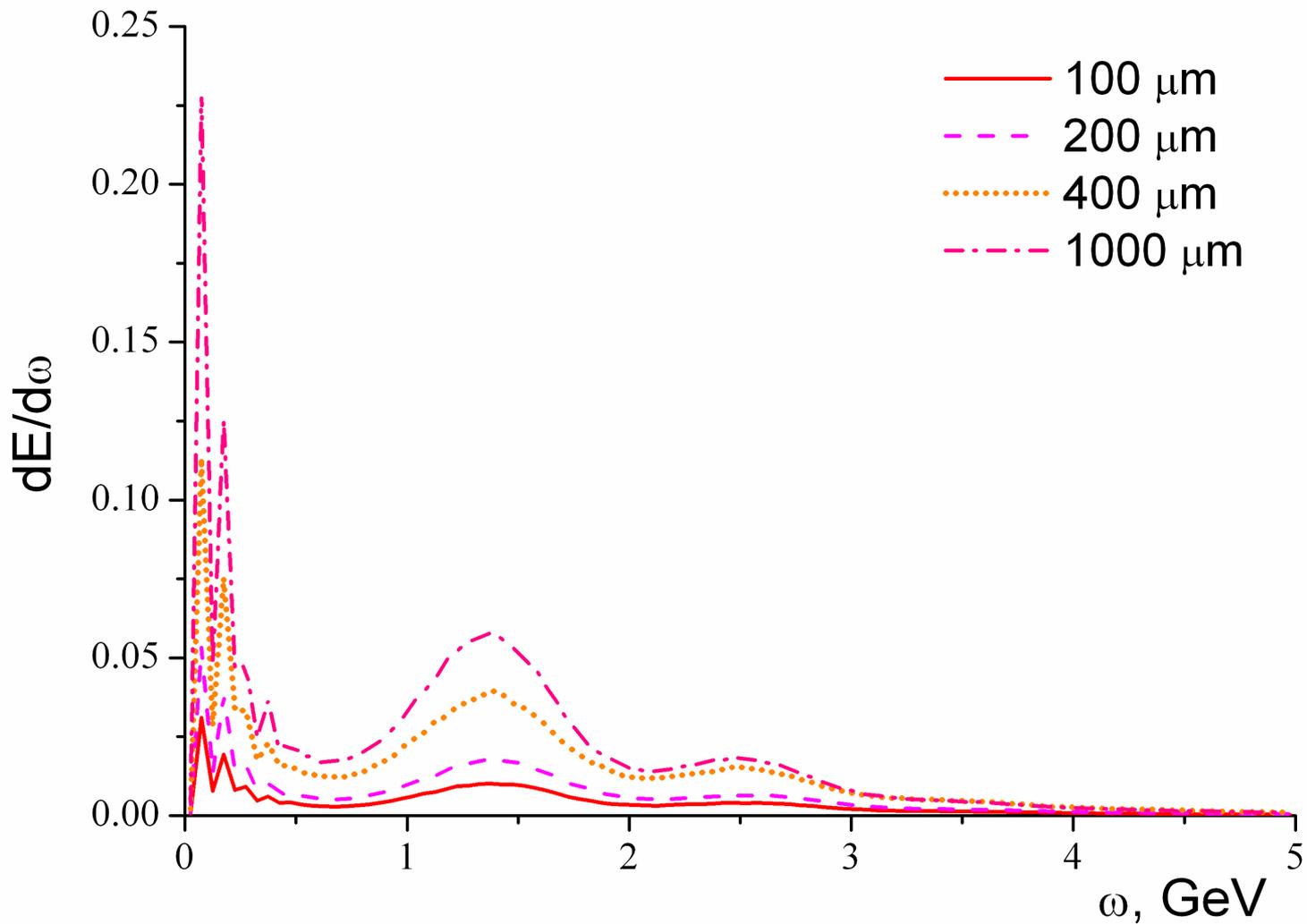
R. Medenwaldt, ..V.M. Strakhovenko, E. Uggerhoj.. P. Sona.. PLB 281(1992)153

150 GeV, 0.5mm *diamond*



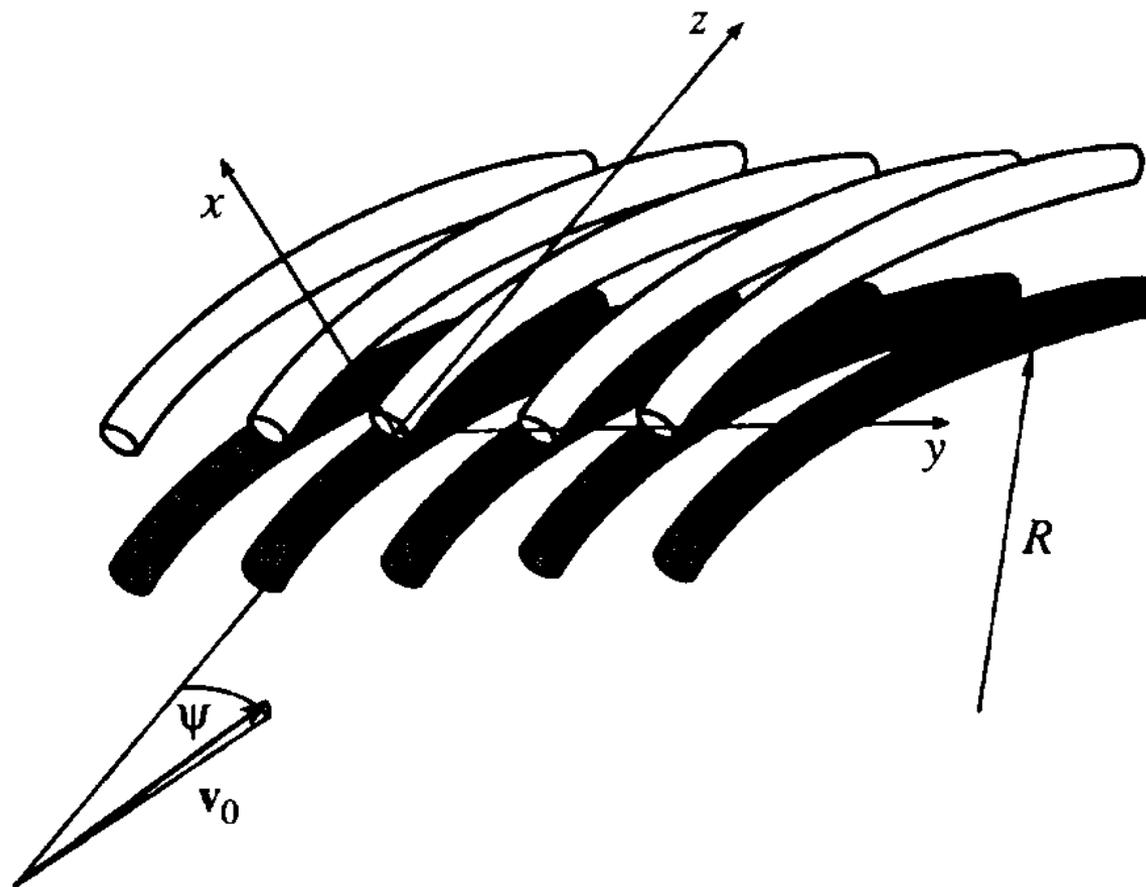


Spectral energy distribution of electrons with an energy of 10 GeV in crystals with a thickness of 100, 200, 400 and 1000  $\mu\text{m}$ .



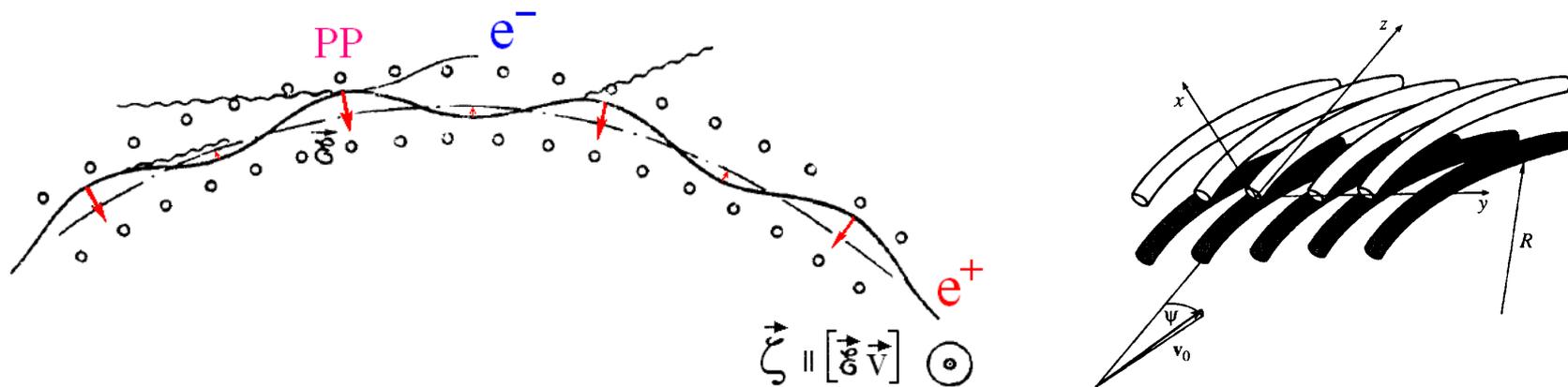
Spectral energy distribution of positrons with an energy of 10 GeV in crystals with a thickness of 100, 200, 400 and 1000  $\mu\text{m}$ .

Падение частиц под малым углом на семейство атомных цепочек, образующих плоскости изогнутого кристалла



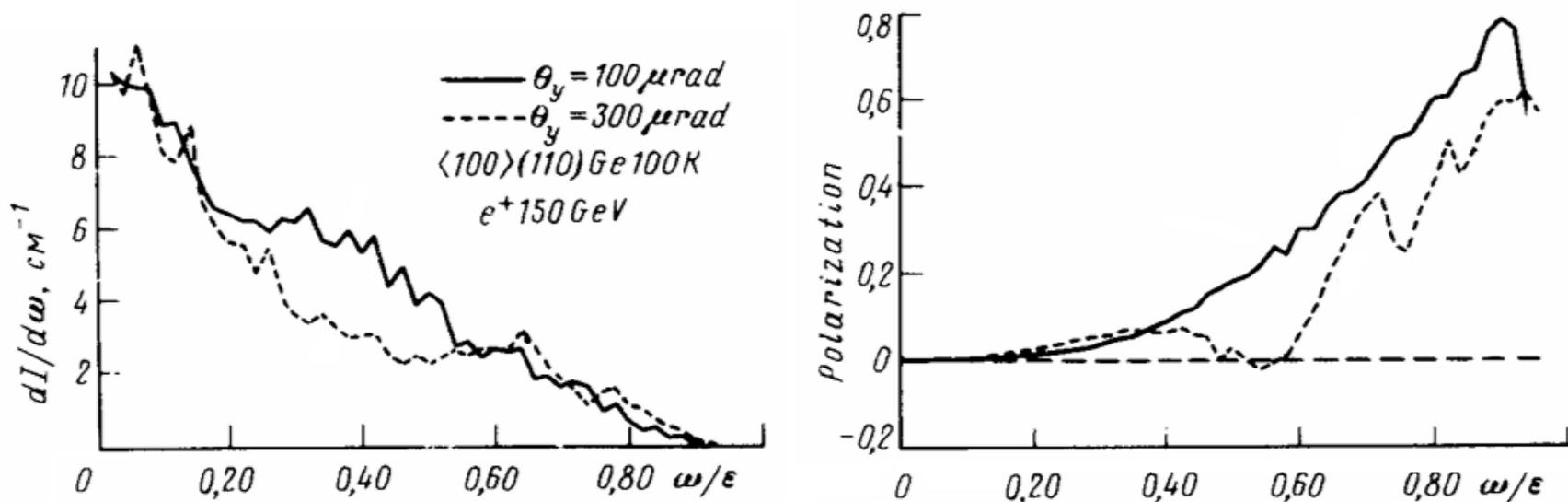
Движение позитронов в режим плоскостного каналирования под малым углом к образующим плоскости атомным цепочкам (в SOS геометрии) позволяет **улучшить условия** наблюдения эффектов радиационной самополяризации и изменения магнитного момента, а также сопровождается циркулярной поляризацией излучения и рядом **новых эффектов** с участием продольной компоненты спина позитронов и электронов в излучении и рождении пар

# Движение позитронов в режиме плоскостного каналирования под малым углом к атомным цепочкам

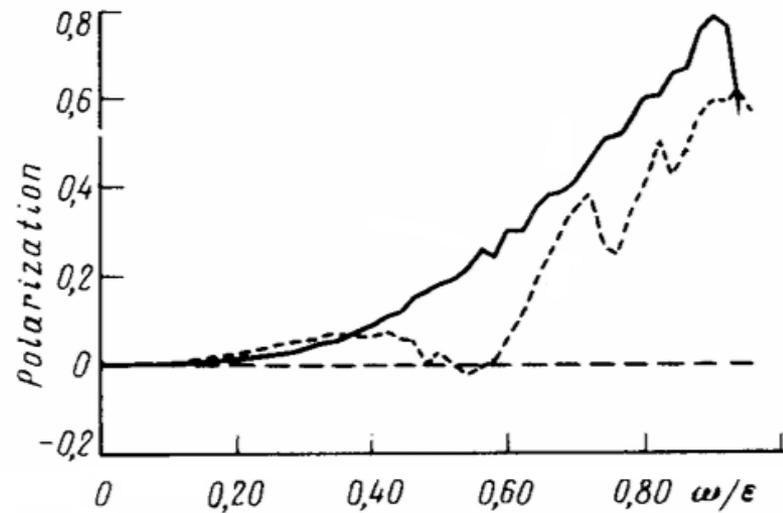
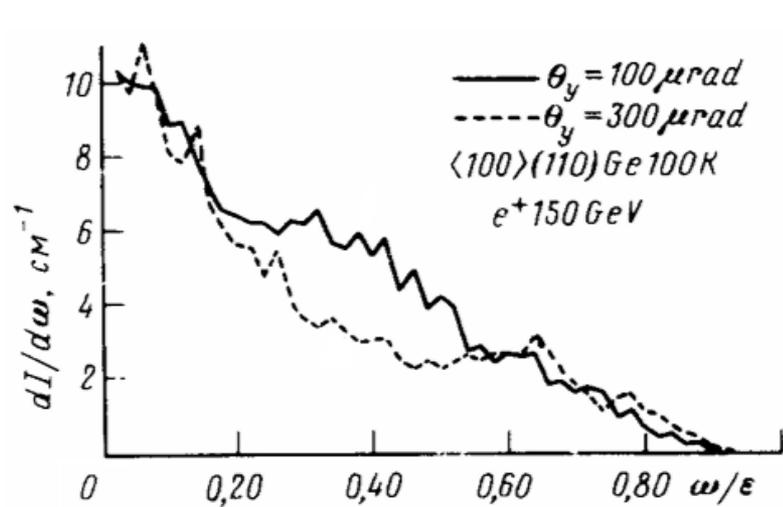


Канализованные позитроны движутся в изогнутых кристаллах в областях с доминирующим направлением поля атомных цепочек, являющегося источником усиления спиновых эффектов.

Улучшение условий наблюдения эффекта **самополяризации** при движении позитронов под малыми углами относительно осей изогнутых кристаллов V.V. Tikhomirov, JETP Lett. 1993



Спектральная зависимость интенсивности  $\gamma$ -излучения и приобретенной поперечной поляризации позитронов с энергией 150 ГэВ в Ge (110)  $\langle 100 \rangle$  100К



100 urad angle favours the effect of **synchrotron** radiation in the axial field, while

300 urad to **CB-like dipole radiation** instead of transverse polarization favouring to the circular one

The considered case of (100) plane,  $\langle 001 \rangle$  axis gives a room for improvement

# Основное содержание

Возможность наблюдения **эффектов сильного поля в кристаллах**

**Самополяризация** позитронов в синхротронах и изогнутых кристаллах

**Усиление эффектов КЭД** интенсивного поля при плоскостном каналировании позитронов под малыми углами относительно осей в изогнутых кристаллах

**Циркулярная поляризация** излучения каналированных позитронов, движущихся под малыми углами относительно осей изогнутых кристаллов

**Изменение магнитного момента** позитрона сильным кристаллическим полем

**Киральность** электрона (позитрона) и вращение спина в циркулярно поляризованных гармониках кристаллического поля

# Линейная поляризация когерентного тормозного излучения давно изучена и широко используется

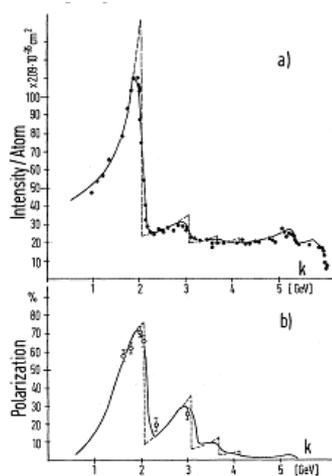


FIG. 1. Spectrum and polarization from a 6-GeV electron beam hitting a diamond crystal at  $\theta_1 = 50.5$  mrad,  $\alpha_1 = 49.6$  mrad. The bremsstrahlung intensity,  $k(d\sigma/dk)$ , is given as a multiple of  $\bar{\sigma} = (Z^2 e^4)/(137 m^2 c^4) = 2.09 \times 10^{-28} \text{ cm}^2$ .

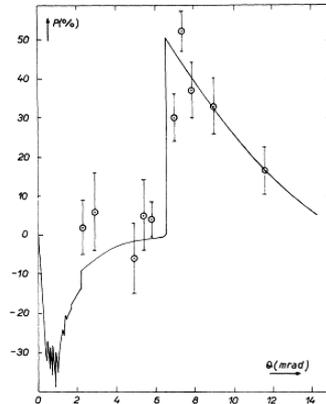
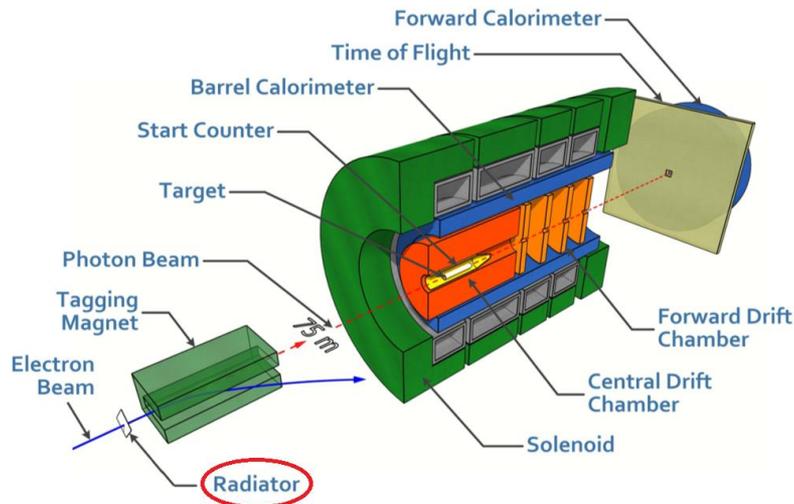
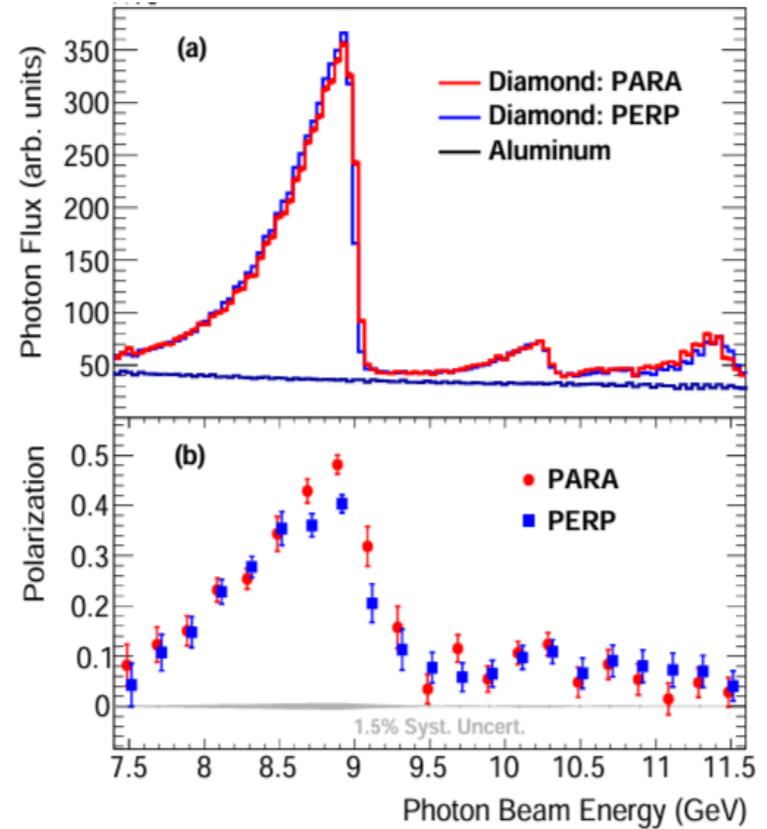


FIG. 1. Polarization of  $k = 150$ -MeV photons in the entire bremsstrahlung beam of  $E_1 = 1$ -GeV electrons, striking a diamond at room temperature.  $\theta$  (in milliradians) is the angle between the momentum  $\vec{p}_1$  of the incoming electron and the crystal axis  $[110]$ ;  $\vec{p}_1$  is parallel to the plane of the crystal axes  $[110]$ ,  $[001]$  (which is a vertical plane).  $P = (I_H - I_V)/(I_H + I_V)$ . The points represent the experimental results of Table I. They are normalized to the theoretical curve at  $\theta = 11.6$  mrad. The error is statistical.



The GlueX experiment  
at Jefferson Lab

## Coherent bremsstrahlung, coherent pair production, birefringence, and polarimetry in the 20–170 GeV energy range using aligned crystals

A. Apyan,<sup>1,\*</sup> R. O. Avakian,<sup>1</sup> B. Badelek,<sup>2</sup> S. Ballestrero,<sup>3,4</sup> C. Biino,<sup>4,5</sup> I. Birol,<sup>6</sup> P. Cenci,<sup>7</sup> S. H. Connell,<sup>8</sup> S. Eichblatt,<sup>6</sup>  
T. Fonseca,<sup>6</sup> A. Freund,<sup>9</sup> B. Gorini,<sup>5</sup> R. Groess,<sup>10</sup> K. Ispirian,<sup>1</sup> T. J. Ketel,<sup>11</sup> Yu. V. Kononets,<sup>12</sup> A. Lopez,<sup>13</sup>  
A. Mangiarotti,<sup>14</sup> B. van Rens,<sup>11</sup> J. P. F. Sellschop,<sup>10,7</sup> M. Shieh,<sup>6</sup> P. Sona,<sup>14</sup> V. Strakhovenko,<sup>15</sup> E. Uggerhøj,<sup>16,3</sup>  
U. I. Uggerhøj,<sup>17</sup> G. Unel,<sup>18</sup> M. Velasco,<sup>5,8</sup> Z. Z. Vilakazi,<sup>10,1</sup> and O. Wessely<sup>2</sup>

(NA59 Collaboration)

V. Strakhovenko: ...

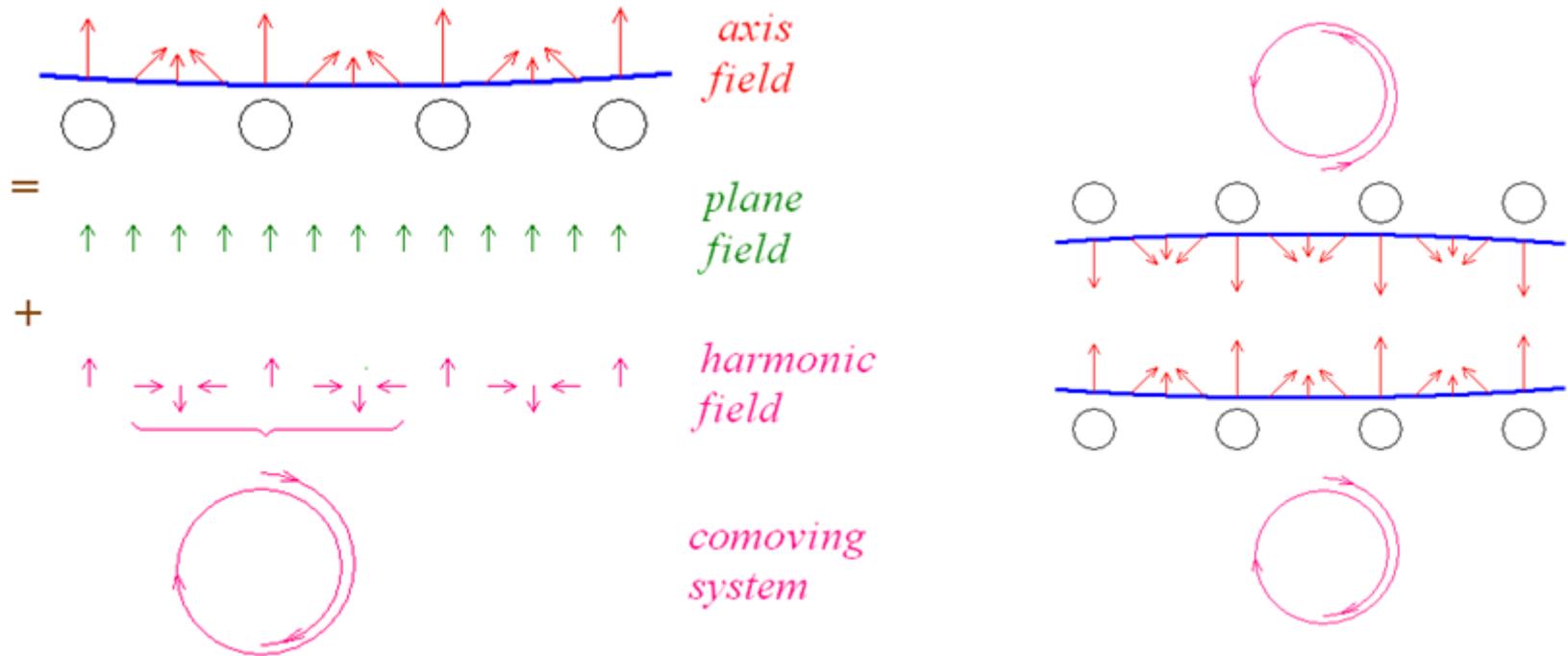
using crystals, *only linear polarization* may be produced.

... Our measurements and our calculations indicate *low (linear!)*  
*photon polarization* for the high-energy SOS photons.

Nevertheless, **we show** that **circular polarization** of radiation  
of positrons channeled in *bent crystals* with string-of-strings  
orientation **exists and can be high!**

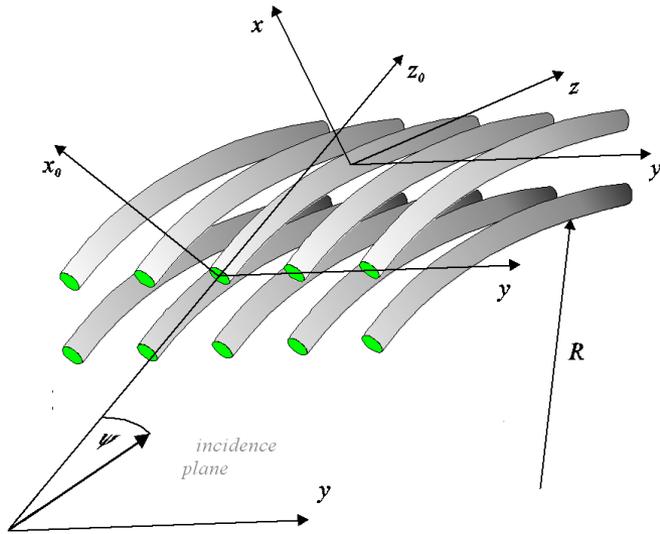
1. Tikhomirov V.V. On the **circular polarization** and spin dependence of surface positron radiation. Journal of Experimental and Theoretical Physics. 1996(82)639.
2. Tikhomirov V.V. On the **Circular polarization** of positrons moving in channeling conditions in bent crystal at small angles with respect to atomic strings // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. V. 13:4. 2010. 409-415.
3. Guidi V., Mazzolari A., Tikhomirov V.V. How to make coherent bremsstrahlung **circularly polarized**. Nuovo Cimento C. 34(4)(2011)55. DOI: 10.1393/ncc/i2011-10929-3.
4. Tikhomirov V.V. Spin precession in a circularly polarized electromagnetic wave. Phys. Rev. D53(12)(1996)7213-7222. Tikhomirov V.V. // **Electron-Spin Precession** in a plane electromagnetic wave. Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 87. N 18. 181801. P. 1-4. DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.181801
5. Tikhomirov V.V., Matsukevich D.N. On the limited applicability of the Bargmann-Michel-Telegdi equation to the **electron spin precession** in the field of **circularly polarized** electromagnetic wave. Sov. Yad. Phys.. 62(4)(1999)664-670.

# Intuitive prove of crystal field harmonic circular polarization

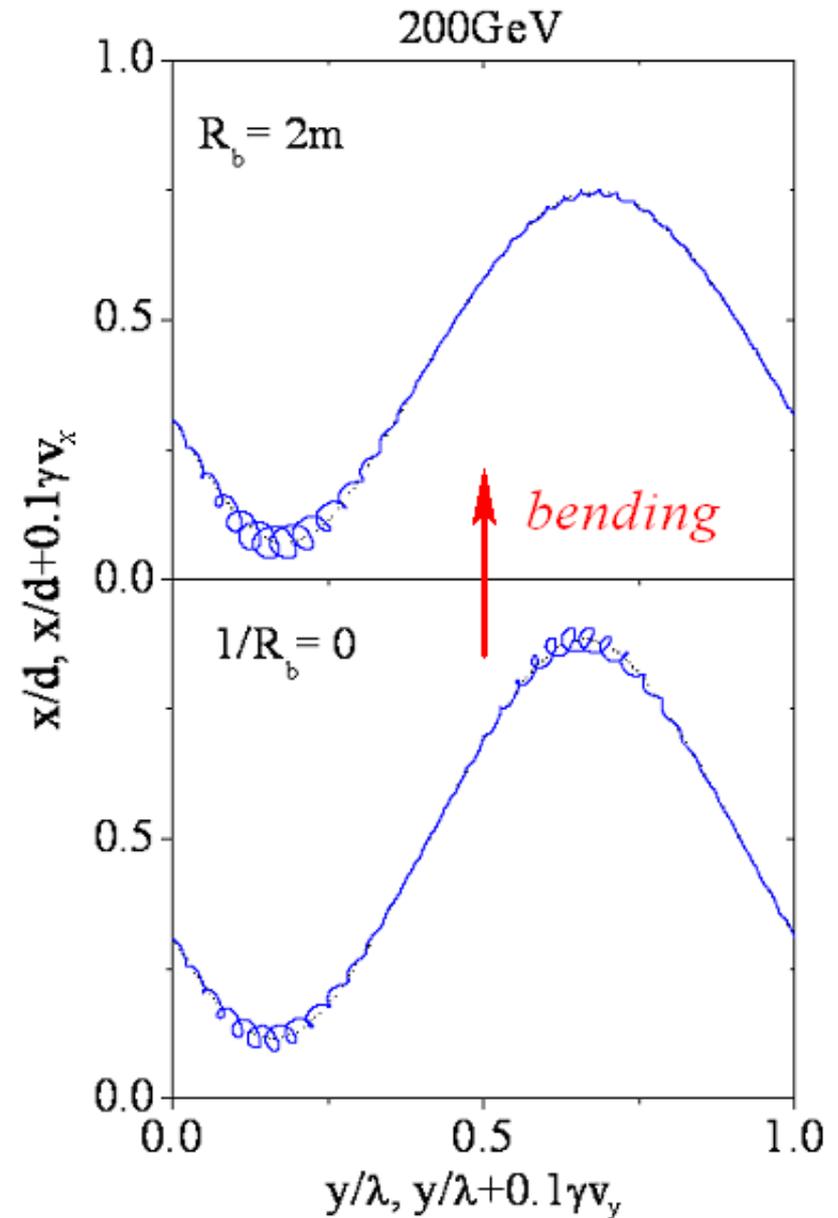


CP is *opposite* on the opposite channel sides!

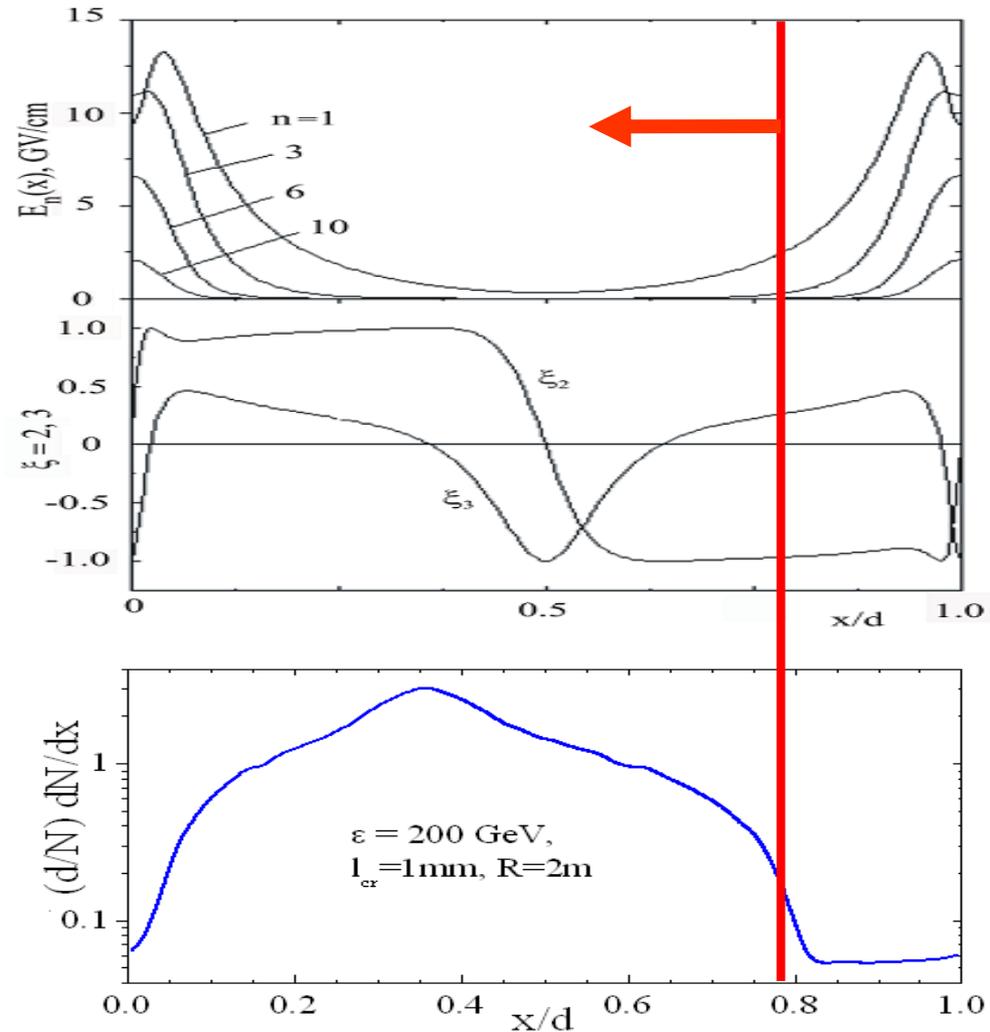
# Crystal bending gives rise to a preferred spirality of positron trajectories



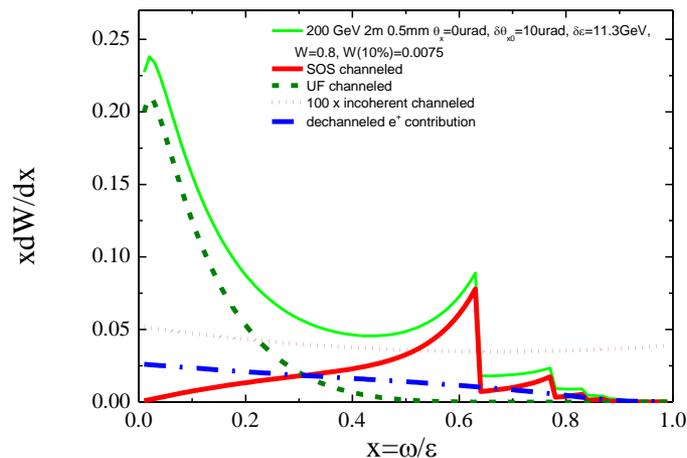
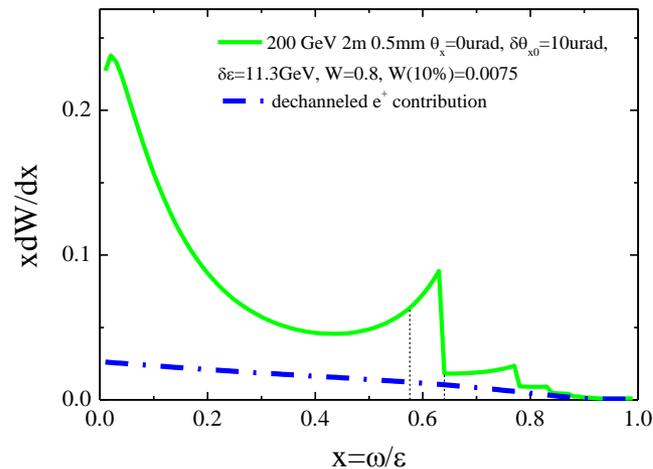
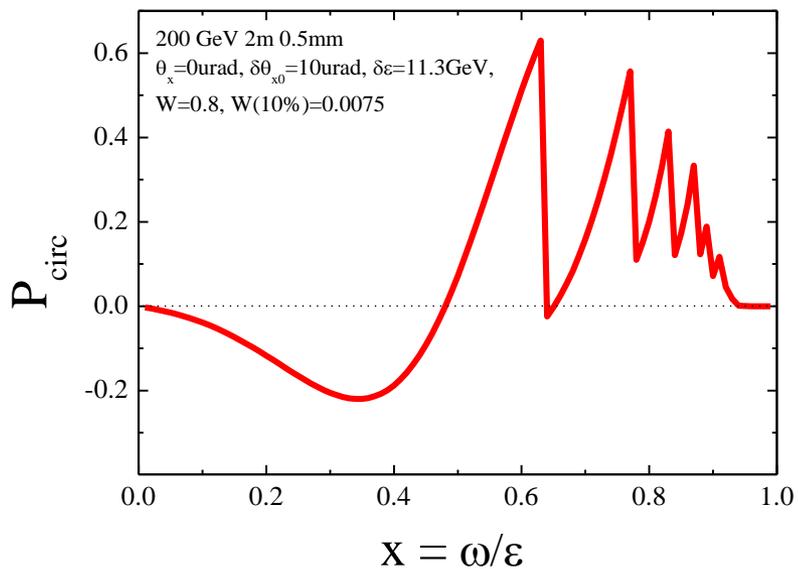
Projections on  $xy$  plane of positron trajectories (dots) and velocities (solid spirals) in Si crystal with (top) and without bending (bottom). Velocity components, measured in units of  $0.1/\gamma$  are plotted from the corresponding positron coordinates. Velocity projections rotate in opposite directions near the opposite crystal planes (at  $x \sim 0.15d$  and  $x \sim 0.85d$ ). Crystal bending violates trajectory symmetry amplifying velocity oscillations at  $x \sim 0.1d$  and diminishing them at  $x \sim 0.7d$ .



# Channeled positrons move in the regions of specific circular polarization in bent crystals



# Polarization and spectrum of 200 GeV channeled $e^+$

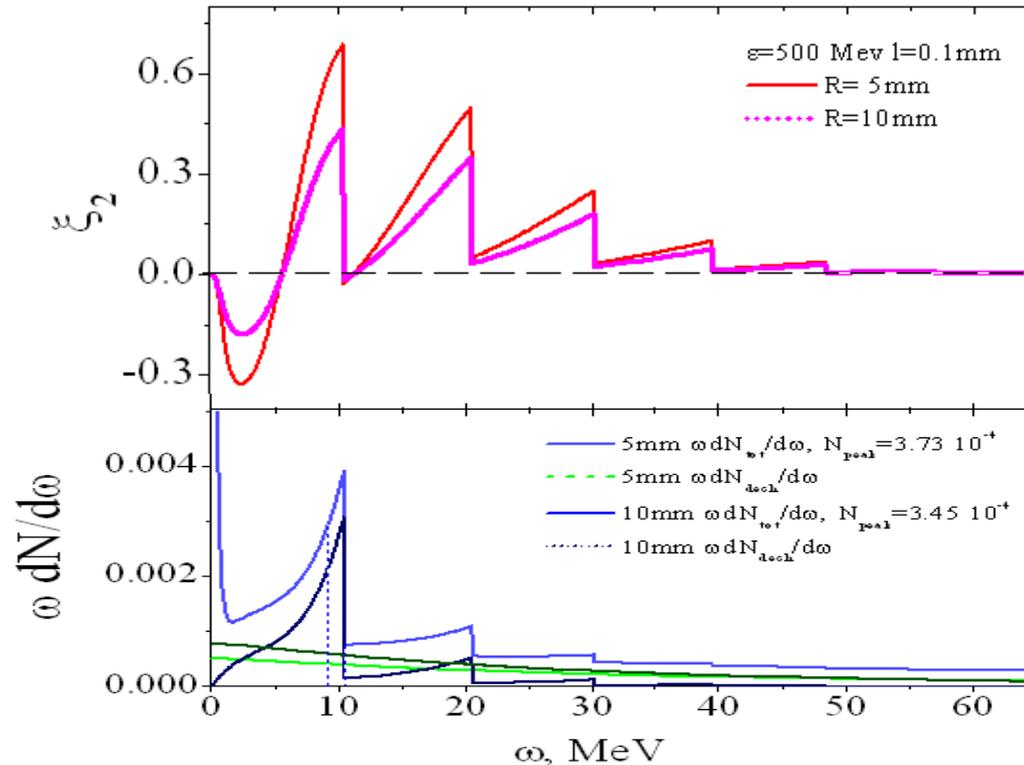


$$l_{cr} = 0.2\text{mm}$$

$$R = 2\text{m}$$

$$W \sim 10^{-2}$$

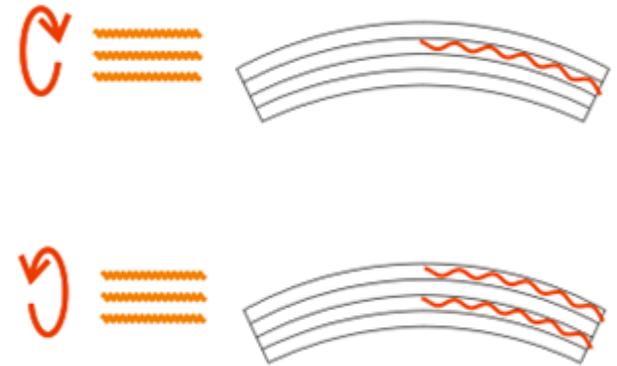
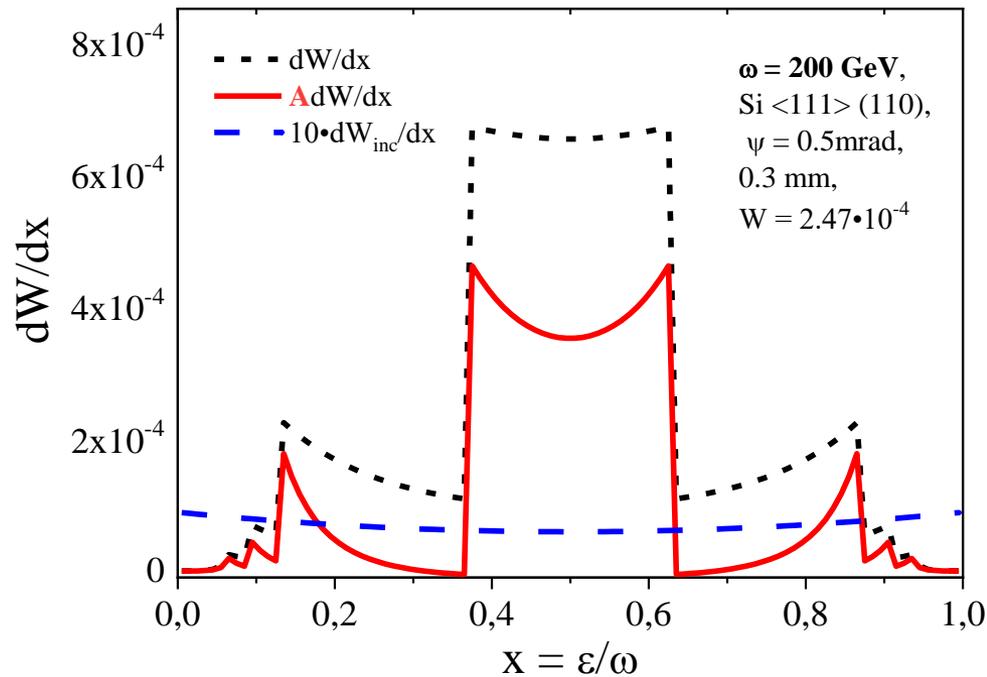
# Polarization and spectrum of 500MeV channeled $e^+$



$l_{cr} = 0.1$  mm,  $R = 1$  cm!  $W < 10^{-3}$

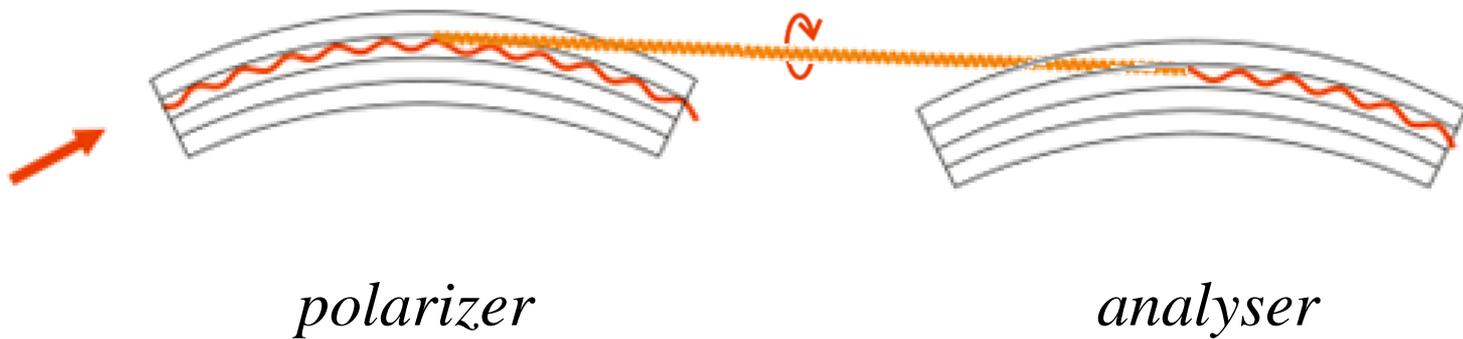
Compton scattering in magnetized iron can be used to measure gamma polarization!

Дифференциальная поляризационная асимметрия  $A = \frac{dW_+ - dW_-}{dW_+ + dW_-}$   
 рождения в паре с электроном каналированного позитрона

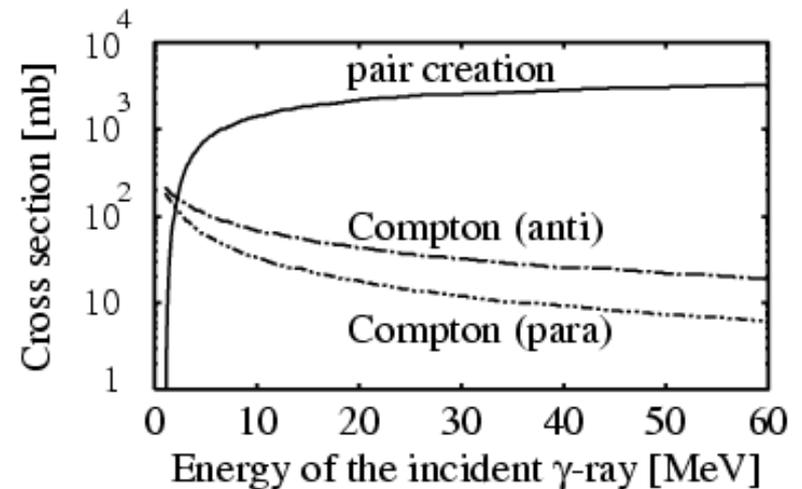


Циркулярная поляризация гармоник кристаллического потенциала приводит к зависимости от степени циркулярной поляризации вероятности рождения (в паре с электроном) каналированного позитрона

Циркулярная поляризация излучения может быть измерена на основе поляризационной зависимости вероятности рождения пар, содержащий каналированный позитрон



При высоких энергиях данный метод значительно эффективнее мёллеровского рассеяния



## Вывод

SOS-излучение, рождение пар и сопутствующие поляризационные эффекты проявляются при тех же энергиях, что и когерентное излучение и рождение пар, и могут наблюдаться, **начиная с энергии порядка 1 ГэВ**, достигая значительных величин при энергии в десятки ГэВ. Поэтому изучение поляризационных явлений лучше начинать **именно с них.**

# Основное содержание

Возможность наблюдения **эффектов сильного поля в кристаллах**

**Самополяризация** позитронов в синхротронах и изогнутых кристаллах

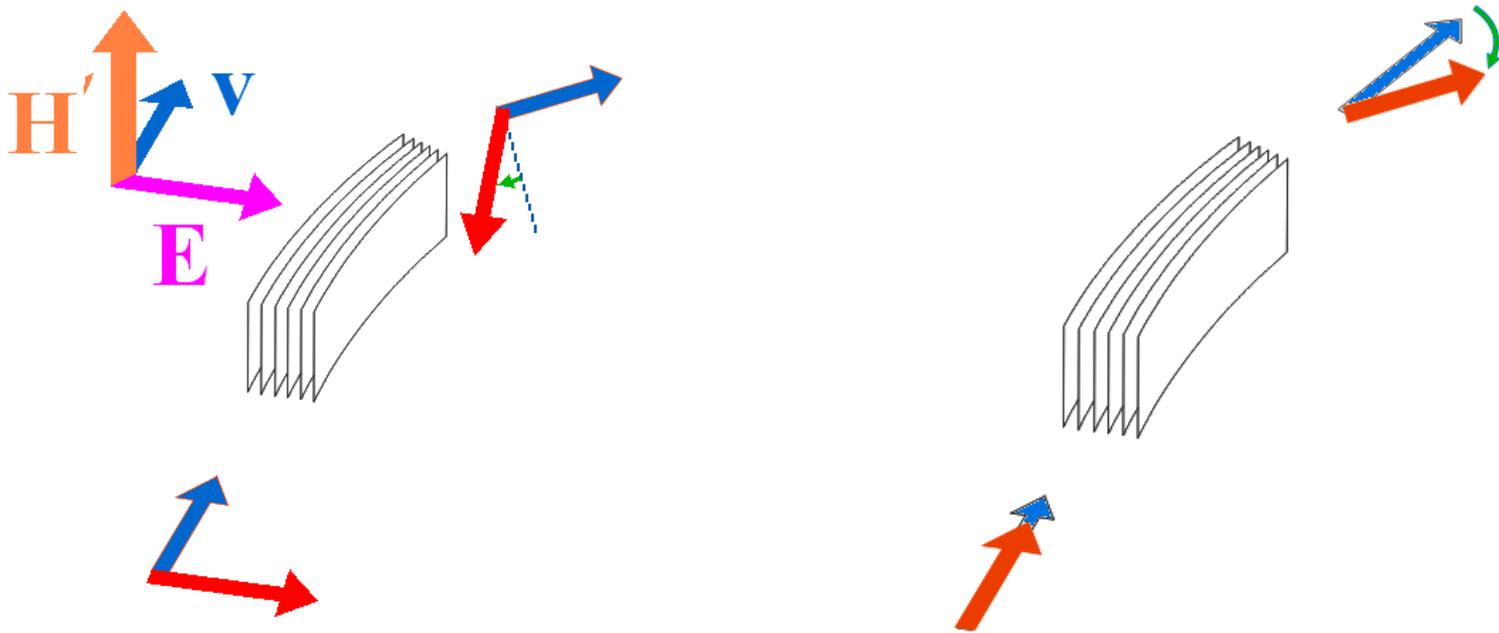
**Усиление эффектов КЭД** интенсивного поля при плоскостном каналировании позитронов под малыми углами относительно осей в изогнутых кристаллах

**Циркулярная поляризация** излучения каналированных позитронов, движущихся под малыми углами относительно осей изогнутых кристаллов

**Изменение магнитного момента** позитрона сильным кристаллическим полем

**Киральность** электрона (позитрона) и вращение спина в циркулярно поляризованных гармониках кристаллического поля

# Spin rotation in bent crystals



Both transverse and longitudinal polarization can be used

# $\Sigma^+$ magnetic moment measurement

VOLUME 69, NUMBER 23

PHYSICAL REVIEW LETTERS

7 DECEMBER 1992

## First Observation of Magnetic Moment Precession of Channeled Particles in Bent Crystals

D. Chen,<sup>(8)</sup> I. F. Albuquerque,<sup>(11)</sup> V. V. Baublis,<sup>(1)</sup> N. F. Bondar,<sup>(1)</sup> R. A. Carrigan, Jr.,<sup>(5)</sup> P. S. Cooper,<sup>(5)</sup> Dai Lisheng,<sup>(2)</sup> A. S. Denisov,<sup>(1)</sup> A. V. Dobrovolsky,<sup>(1)</sup> T. Dubbs,<sup>(6)</sup> A. M. F. Endler,<sup>(9)</sup> C. O. Escobar,<sup>(11)</sup> M. Foucher,<sup>(12),(a)</sup> V. L. Golovtsov,<sup>(1)</sup> P. A. Goritchev,<sup>(7)</sup> H. Gottschalk,<sup>(5)</sup> P. Gouffon,<sup>(11)</sup> V. T. Grachev,<sup>(1)</sup> A. V. Khanzadeev,<sup>(1)</sup> M. A. Kubantsev,<sup>(7)</sup> N. P. Kuropatkin,<sup>(1)</sup> J. Lach,<sup>(5)</sup> Lang Pengfei,<sup>(2)</sup> V. N. Lebedenko,<sup>(7)</sup> Li Chengze,<sup>(2)</sup> Li Yunshan,<sup>(2)</sup> J. R. P. Mahon,<sup>(11)</sup> E. McCliment,<sup>(6)</sup> A. Morelos,<sup>(5)</sup> C. Newsom,<sup>(6)</sup> M. C. Pommot Maia,<sup>(10),(b)</sup> V. M. Samsonov,<sup>(1)</sup> V. A. Schegelsky,<sup>(1)</sup> Shi Huanzhang,<sup>(2)</sup> V. J. Smith,<sup>(3)</sup> C. R. Sun,<sup>(8)</sup> Tang Fukun,<sup>(2)</sup> N. K. Terentyev,<sup>(1)</sup> S. Timm,<sup>(4)</sup> I. I. Tkatch,<sup>(1)</sup> L. N. Uvarov,<sup>(1)</sup> A. A. Vorobyov,<sup>(1)</sup> Yan Jie,<sup>(2)</sup> Zhao Wenheng,<sup>(2)</sup> Zheng Shuchen,<sup>(2)</sup> and Zhong Yuanyuan<sup>(2)</sup>

(E761 Collaboration)

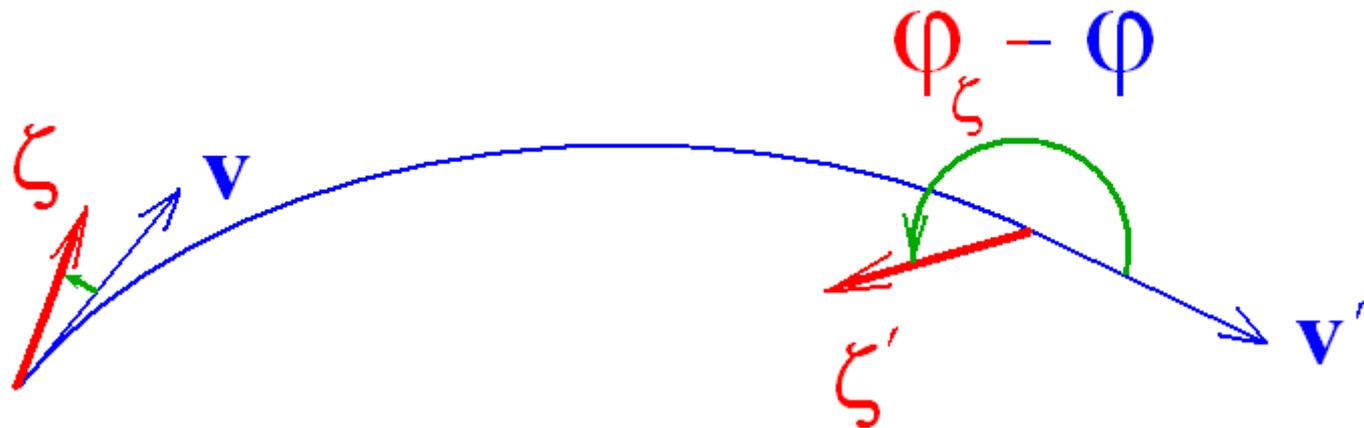
<sup>(1)</sup>Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina, Russia

Spin precession of channeled particles in bent crystals has been observed for the first time. Polarized  $\Sigma^+$  were channeled using bent Si crystals. These crystals provided an effective magnetic field of 45 T which resulted in a measured spin precession of  $60^\circ \pm 17^\circ$ . This agrees with the prediction of  $62^\circ \pm 2^\circ$  using the world average of  $\Sigma^+$  magnetic moment measurements. This new technique gives a  $\Sigma^+$  magnetic moment of  $(2.40 \pm 0.46 \pm 0.40)\mu_N$ , where the quoted uncertainties are statistical and systematic, respectively. We see no evidence of depolarization in the channeling process.

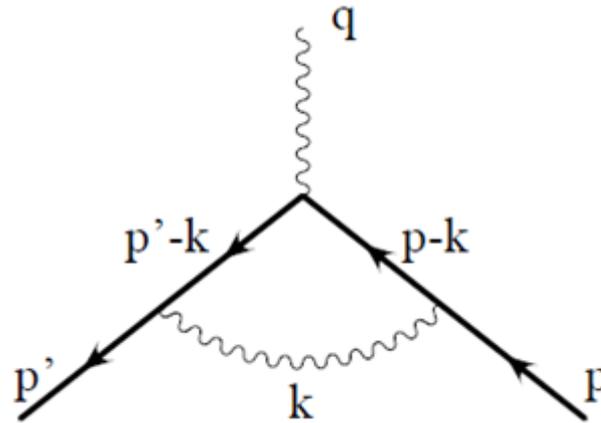
В 2015 году в ЦЕРН начата подготовка к экспериментам по измерению АММ очарованных барионов на основе эффекта вращения спина в изогнутых кристаллах

Baryshevsky, V. G. **Spin rotation** of ultrarelativistic particles passing through a crystal. Pis'ma. Zh. Tekh. Fiz. 5, 182 (1979).

$$\underline{\varphi_\zeta} = \underline{\varphi_\zeta(\varphi)} = \left( \frac{\mu'}{\mu_B} \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma} + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right) \underline{\varphi} \approx \gamma (\mu' / \mu_B) \underline{\varphi}$$



# Electron (positron) anomalous magnetic moment (AMM)



$$\mu_{theor} = \mu_0 \left[ 1 + \frac{\alpha}{2\pi} - 0,32848 \frac{\alpha^2}{\pi^2} + 1,184175 \frac{\alpha^3}{\pi^3} + \dots \right]$$

$$= 1,001159652236(28)\mu_0, \quad \mu_0 = \frac{e\hbar}{2m_e c}$$

$$\mu_{exp} = 1,0011596521869(41) \times \mu_0$$

# On AMM from T. Kinoshita (~ 2015)

## Work on the tenth-order term

- Harvard group is working to reduce measurement error.
- Further progress of theory is not possible unless  $A_1^{(10)}$  is actually calculated.
- Thus we began working on the 10th-order term more than 7 years ago.
  - 12672 Feynman diagrams contribute to  $A_1^{(10)}$ .
  - 9080 Feynman diagrams contributing to  $A_2^{(10)}$ .
- Clearly this is a gigantic project, requiring systematic and highly automated approach.
  - First step: Classify them into gauge-invariant sets.
  - There are 32 gauge-invariant sets within 6 supersets.

# On AMM evaluation from T. Kinoshita

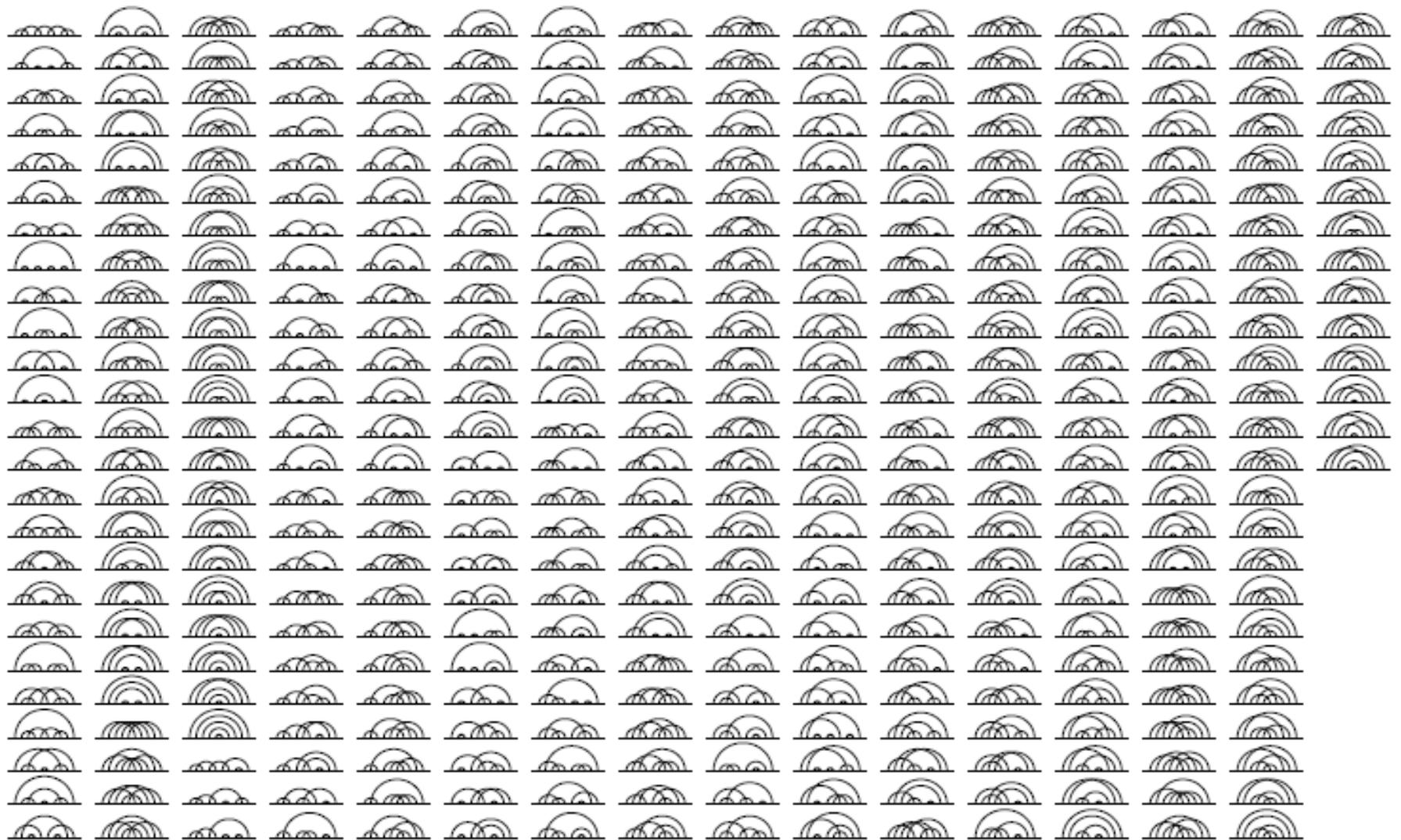


Figure: 389 self-energy diagrams representing 6354 vertex diagrams of Set V.

# Electron (positron) AMM in a strong field

SOVIET PHYSICS JETP

VOLUME 30, NUMBER 6

JUNE, 1970

## *RADIATIVE EFFECTS AND THEIR ENHANCEMENT IN AN INTENSE ELECTROMAGNETIC FIELD*

V. I. RITUS

P. N. Lebedev Physical Institute, USSR Academy of Sciences

Submitted June 27, 1969

Zh. Eksp. Teor. Fiz. 57, 2176–2188 (December, 1969)

The radiative effects—the photon mass, the change in the electron mass, and the anomalous magnetic moment of the electron—are considered in the presence of an intense electromagnetic field where they are functions of the parameter  $\chi = m^{-3} \sqrt{(eF)_{\mu\nu} p_{\nu}}$  which is proportional to the field and to the particle momentum. The effects become optimal at  $\chi \sim 1$ , that is, for example, at a field strength of  $4 \times 10^8$  Oe and an energy of 25 GeV. At higher energies the square of the photon mass and the





ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ

«Российская Академия Наук»

**ПРЕЗИДИУМ**  
**ПОСТАНОВЛЕНИЕ**

1 июля 2025 г.

Москва

№ 132

О присуждении золотой медали имени И.Е. Тамма 2025 года (представление Экспертной комиссии и бюро Отделения физических наук)

Президиум РАН ПОСТАНОВЛЯЕТ:

Присудить золотую медаль имени И.Е. Тамма 2025 года члену-корреспонденту РАН Ритусу Владимиру Ивановичу за цикл работ «Обнаружение дуальной связи электродинамики и двумерной теории скалярного поля, приводящей к уникальному конечному значению затравочного заряда  $e_0^2 = \hbar c$  (хевисайдовы единицы) и перенормировочному фактору Дайсона  $Z_3 = e^2/e_0^2 = 4\pi\alpha$ ».

Президент РАН  
академик РАН Г. Я. Красников  
Протокол № 1  
Главный ученый секретарь  
президиума РАН  
академик РАН М. В. Дубина

Spectral  
radiation  
probability:

$$\frac{dF}{du} = -\frac{e^2 m^2 c}{4\pi \sqrt{\pi} (1+u)^2} \left\{ \int_z^\infty dx \Phi(x) + \frac{2}{z} \left( 1 + \frac{u^2}{2(1+u)} \right) \Phi'(z) - \gamma \frac{2z}{1+u} \Phi(z) \right\}, \quad z = \left( \frac{u}{\chi} \right)^{1/3}, \quad (4.12)$$

$$\gamma m = e F_{\mu\nu}^* p_\mu s_\nu / 2m^2 = \mu_0 \mathbf{H}$$

Spin part of  
integrated  
radiation  
probability:

$$F_s(\chi) = \frac{2\alpha m^2 c \gamma}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty du \frac{z \Phi(z)}{(1+u)^3}$$

$$\Phi(z) \rightarrow f(z): F_s(\chi) \rightarrow \Delta m_s = -\Delta \mu \boldsymbol{\zeta} \cdot \mathbf{H} = -\frac{\alpha m \gamma}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty du \frac{z f(z)}{(1+u)^3}$$

# Electron (positron) AMM in a strong field

$$\Phi(z) \rightarrow f(z): F_s(\chi) \rightarrow \Delta m_s = -\Delta\mu \boldsymbol{\zeta} \cdot \mathbf{H} = -\frac{\alpha m \gamma}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty du \frac{zf(z)}{(1+u)^3}$$

$$\Delta m_s = -\Delta\mu \boldsymbol{\zeta} \cdot \mathbf{H} = -\frac{\alpha m \gamma}{\pi} \int_0^\infty du \frac{zf(z)}{(1+u)^3}, \quad z = \left(\frac{u}{\chi}\right)^{2/3}.$$

$$\frac{\Delta\mu}{\mu_0} = \frac{\alpha}{\pi} \int_0^\infty du \frac{z\Gamma(z)}{(1+u)^3} = \begin{cases} \frac{\alpha}{2\pi} \left[ 1 - 12\chi^2 \left( \ln \chi^{-1} + C + \frac{1}{2} \ln 3 - \frac{37}{12} \right) + \dots \right], & \chi \ll 1, \\ \frac{\Gamma(1/3) \alpha}{9 \sqrt{3} (3\chi)^{2/3}} \left[ 1 + 6 \frac{\Gamma(2/3)}{\Gamma(1/3)} (3\chi)^{-2/3} + \dots \right], & \chi \gg 1. \end{cases}$$

# Strong field QED parameter $\chi$

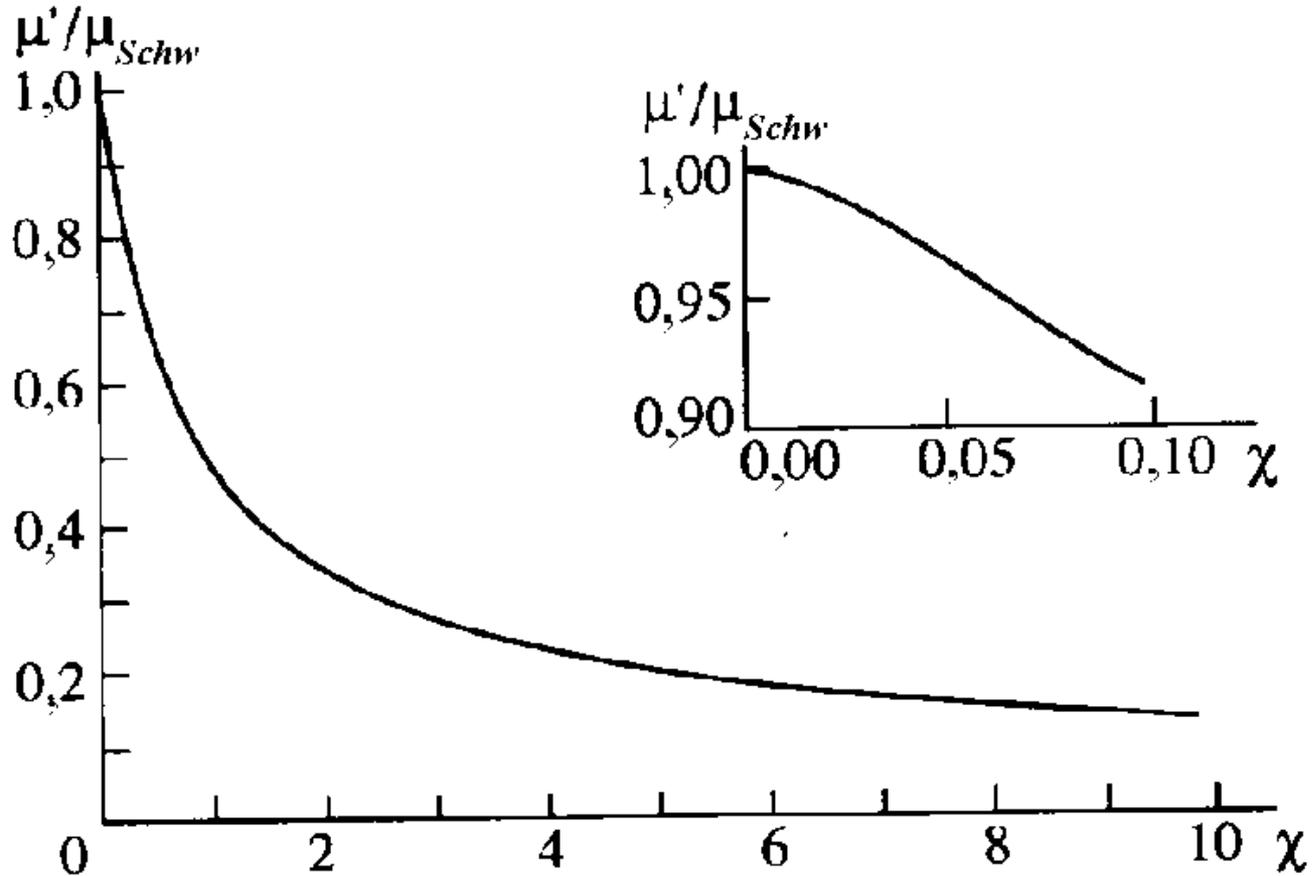
Invariant parameter: 
$$\chi = \frac{\sqrt{(F_{\mu\nu}k^\nu)^2}}{m^3} \rightarrow \frac{E}{(m^2 c^3 / e\hbar)} \frac{\varepsilon_{e^\pm}}{mc^2} = \frac{E\gamma}{E_0} = \frac{E_{com}}{E_0}.$$

Critical field: 
$$E_0 = \frac{m^2 c^3}{e\hbar} \approx 1.32 \times 10^{16} \text{ eV}$$

$$\varepsilon_\gamma \equiv \hbar\omega \sim \frac{\chi}{\chi + 2/3} \varepsilon_{e^\pm}$$

Electron (positron) interaction with strong electromagnetic field is realized in crystals:

# Positron magnetic moment modification



Anomalous magnetic moment dependence on  $\chi = E' / E_0$   
in the uniform field in Schwinger units  $\mu_{Schw} = (\alpha / 2\pi)\mu_0$  .

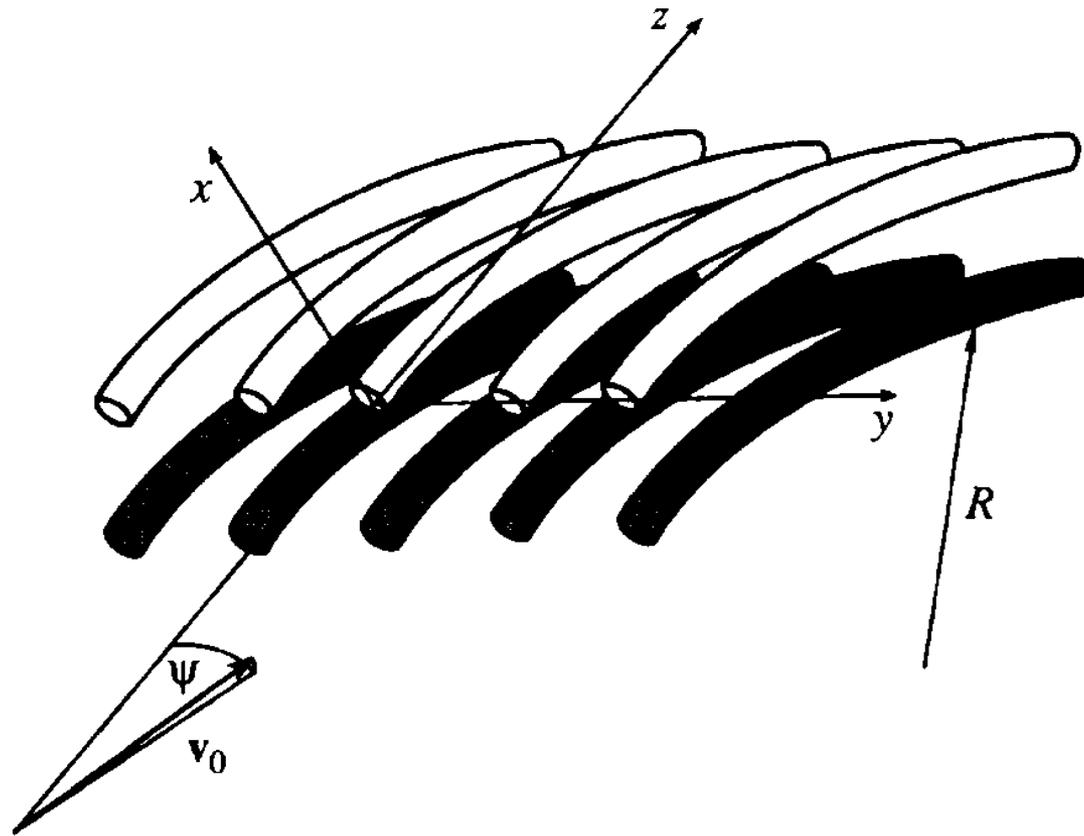
# Electron (positron) magnetic moment modification can be observed in crystals

TABLE I. Certain parameters of the averaged potentials of the principal axes and planes of a number of crystals.

Element	$Z$	(Plane) <Axis>	$d_{pl}$ ( $d_{ax}$ ), Å	$T$ , K	$\mu_1$ , Å	$V_{max}$ , eV	$\mathcal{E}_{max}$ , GV/cm	$\mathcal{E}_{\chi=1}$ GeV
Diamond	6	(110)	1.26	293	0.04	20.8	7.7	890
		<110>	2.52	293	0.04	137	68	100
Si	14	(110)	1.92	293	0.075	21.5	5.7	1193
		<110>	3.84	293	0.075	133	46	145
Ge	32	(110)	2.00	293	0.085	37.7	9.9	684
		(110)	2.00	0	0.036	44.0	14.9	454
		<110>	4.00	293	0.085	229	78	87
		<110>	4.00	100	0.054	309	144	47
W	74	(110)	2.24	293	0.05	127	43	158
		(110)	2.24	0	0.025	142	57	119
		<111>	2.74	293	0.05	931	500	13.6
		<111>	2.74	0	0.025	1367	1160	5.8

$Z$ —atomic number,  $d_{pl}$ —interplanar spacing,  $d_{ax}$ —interatomic distance along an axis,  $T$ —temperature of the crystal,  $\mu_1$ —rms amplitude of the thermal oscillations of the atomic nuclei,  $V_{max}$ —amplitude of the variation of the averaged potential of an axis or the total potential of planes,  $\mathcal{E}_{max}$ —maximum field intensity of an axis (total field of planes),  $\mathcal{E}_{\chi=1} = \omega_{\chi=1} = m^3/e\mathcal{E}_{max}$  is the energy of  $\gamma$ ,  $e^\pm$  at which the quantum-electrodynamic parameters  $\chi = e\mathcal{E}\varepsilon/m^3$ ,  $\kappa = e\mathcal{E}\omega/m^3$  attain a value of unity in a field of intensity  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_{max}$ .

Stronger axial field allows one to observe the AMM modification at **lower energies**



# Spin-depended part of positron scattering amplitude

*V.I. Ritus, V.N. Baier*

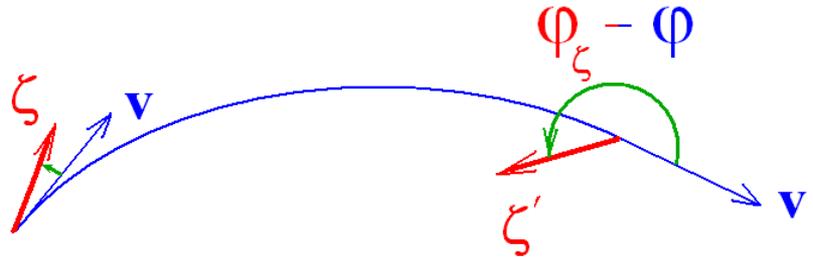
$$\mathcal{M}(\bar{\zeta}_{\perp}) = \frac{i\alpha m}{4\pi\epsilon^2} \int dt \int_0^{\epsilon_1} \omega d\omega \int_0^{\tau} d\tau' \bar{\zeta} ([\mathbf{v}(t+\tau), \mathbf{v}(t)])$$
$$\times \frac{1}{\tau} \exp \left\{ -i \frac{\omega\epsilon}{2\epsilon'} \left[ \frac{\tau}{\gamma^2} + \int_0^{\tau'} \left( \mathbf{v}_{\perp}(t+\tau') - \int_0^{\tau''} \mathbf{v}_{\perp}(t+\tau'') d\tau'' / \tau' \right)^2 d\tau' \right] \right\}$$

## Positron spin rotation angle

$$\varphi = \text{Re}(\mathcal{M}_{\uparrow} - \mathcal{M}_{\downarrow}) \sim \int_0^L 2\mu'(z) H_{\text{eff}}(z) dz$$

“Schwinger” rotation angle value  $\left( \mu' = \mu_{Schw} = \frac{\alpha}{2\pi} \mu_B \right)$

$$\underline{\varphi_\zeta} = \underline{\varphi_\zeta(\varphi)} = \left( \frac{\mu'}{\mu_B} \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma} + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right) \underline{\varphi} \approx \gamma (\mu' / \mu_B) \underline{\varphi}$$

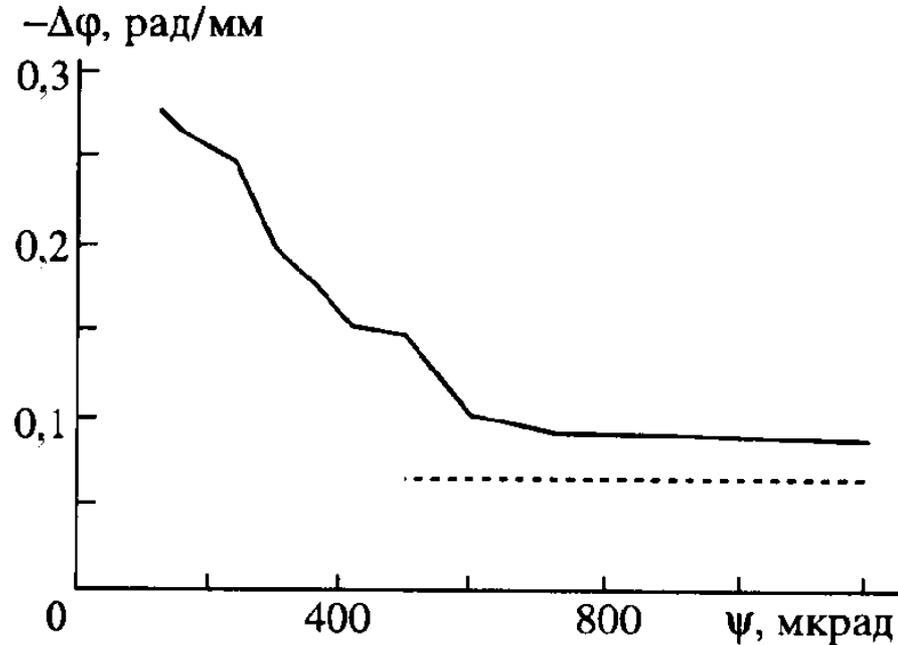


$$\varphi_{Schw} = \frac{\mu_{Schw}}{\mu_B} \gamma \varphi = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{90\text{GeV}}{0.511\text{MeV}} \frac{1\text{mm}}{20\text{cm}} = 0.00116 \times 1.7 \cdot 10^5 \times 0.005 \approx 1.02 \text{ rad} \approx \mathbf{1.02 \text{ rad}}$$

Provides considerable freedom in choosing the final polarization direction.

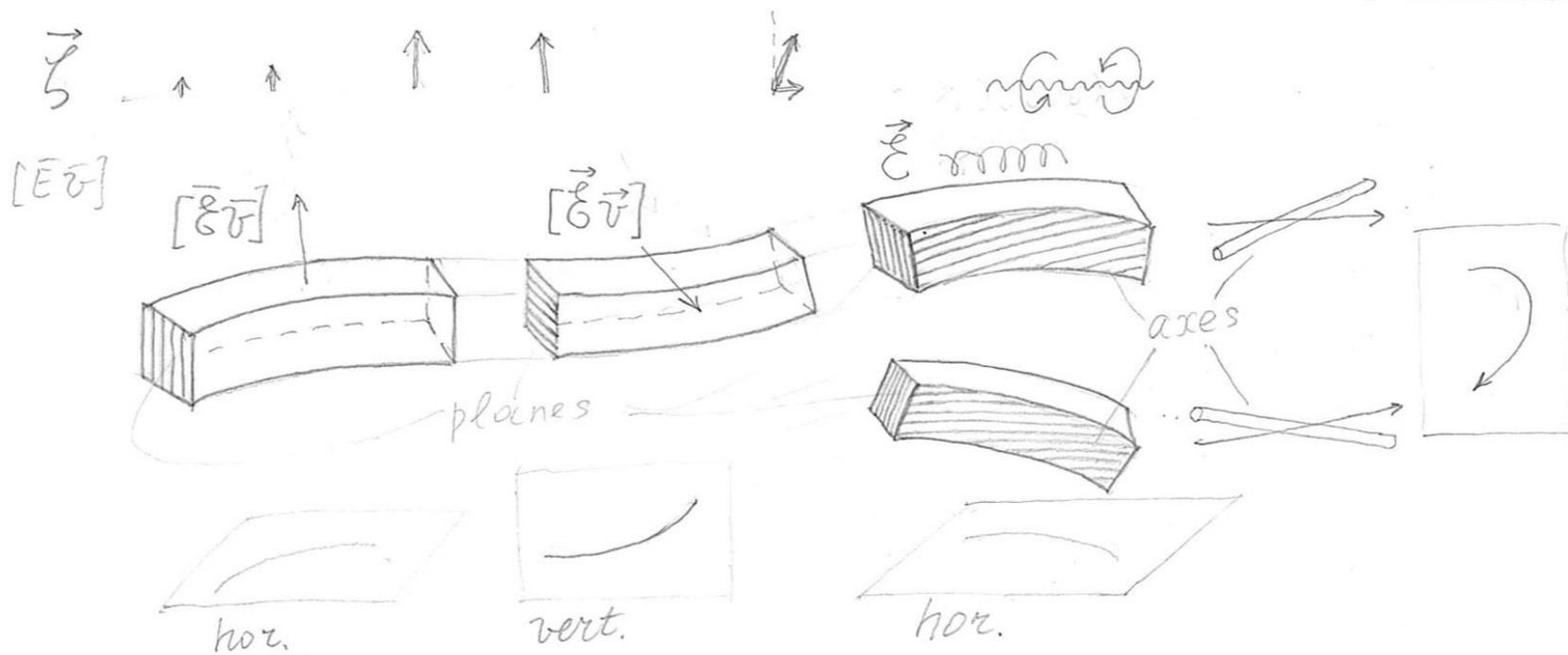
(one can measure longitudinal polarization if the initial one is transversal)

Улучшение условий наблюдения изменения **магнитного момента** при движении позитронов под малыми углами относительно осей изогнутых кристаллов. **V.V. Tikhomirov, 1994**



Угловая зависимость угла поворота спина позитрона с энергией 150 ГэВ, выявляющая модификацию его магнитного момента. 90 ГэВ в Ge (100)  $\langle 110 \rangle$  77 К

# Схема эксперимента по наблюдению эффекта уменьшения магнитного момента позитрона в отсутствие источника поляризованных позитронов и метод измерения поляризации





# Основное содержание

Возможность наблюдения **эффектов сильного поля в кристаллах**

**Самополяризация** позитронов в синхротронах и изогнутых кристаллах

**Усиление эффектов КЭД** интенсивного поля при плоскостном каналировании позитронов под малыми углами относительно осей в изогнутых кристаллах

**Циркулярная поляризация** излучения каналированных позитронов, движущихся под малыми углами относительно осей изогнутых кристаллов

**Изменение магнитного момента** позитрона сильным кристаллическим полем

**Киральность** электрона (позитрона) и вращение спина в циркулярно поляризованных гармониках кристаллического поля

# A new property of electron

Electron possesses:

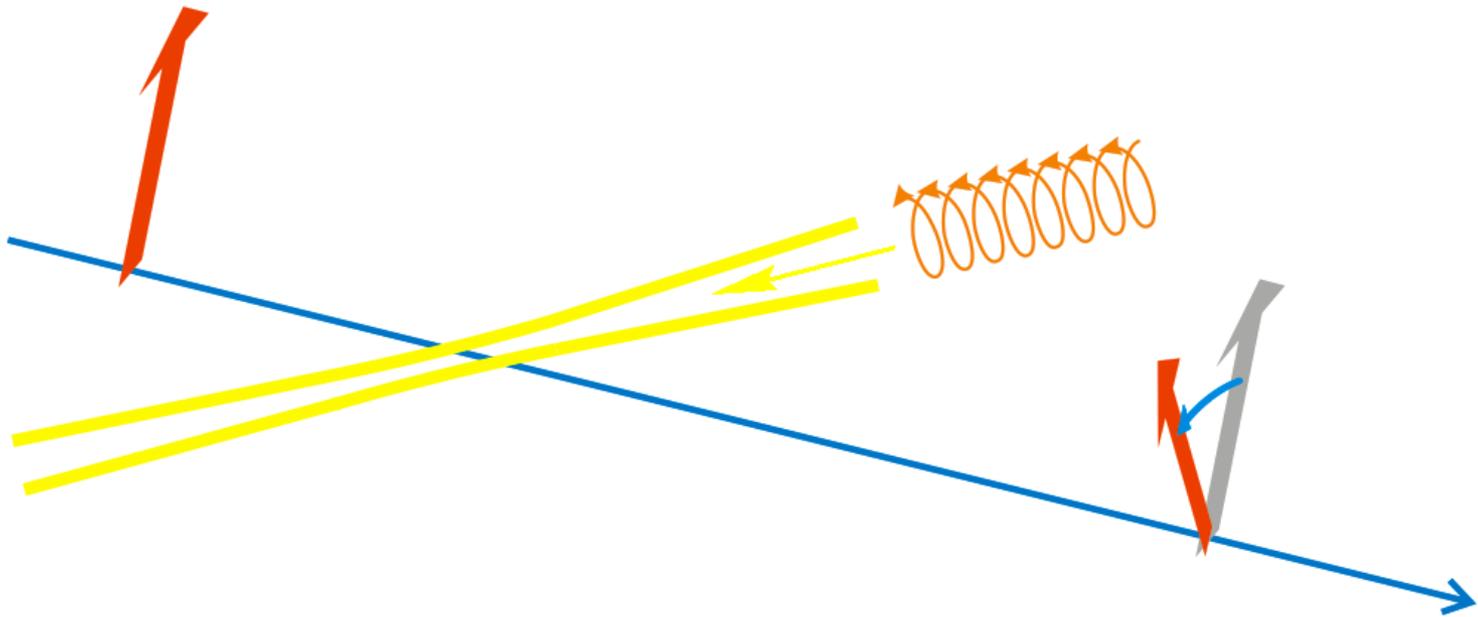
$m$ ,  $e$ ,  $\mu$ ,  $\ell$

and  $\chi$  (*chirality*)!

+ non-applicability of the Bargmann-Michel-Telegdi equation

in a **C**ircularly **P**olarized electromagnetic **W**ave

# Electron spin interaction with a circularly polarized EM wave



# Electron spin interaction with a circularly polarized EM wave

PHYSICAL REVIEW D

VOLUME 53, NUMBER 12

15 JUNE 1996

## Spin precession of ultrarelativistic electrons in a circularly polarized electromagnetic wave

Victor V. Tikhomirov<sup>\*</sup>

*Institute of Nuclear Problems, Belorussian State University 220080, Minsk, Belarus*

(Received 5 July 1995)

A drastic growth in the frequency of the spin precession of ultrarelativistic electrons (positrons) in the field of a counterpropagating circularly polarized electromagnetic wave is predicted and its connection with the known effect of the rotation of  $\gamma$ -quantum polarization in a polarized electron target is demonstrated. It is shown that the effect considered corresponds to a correction of order  $\alpha = 1/137$  to the amplitude of the coherent forward Compton scattering and cannot be described by the Bargmann-Michel-Telegdi equation which corresponds to a correction of order  $\alpha^2$  to this amplitude and predicts a three order of magnitude smaller precession frequency value as well as both its wrong sign and dependence on the electron energy and wave frequency. The discussed growth of the electron spin precession makes it really possible to observe this phenomenon using available high energy electron beams and superintense subpicosecond lasers. [S0556-2821(96)04710-8]

PACS number(s): 12.20.Ds, 13.40.Em

# Bargmann-Michel-Telegdi equation application to spin 1/2 precession in a CPW

$$d\vec{\zeta}/dt = 2\left(\mu' + \frac{\mu_0}{\gamma}\right)[\vec{\zeta} \times \mathbf{H}] + \frac{2\mu'\gamma}{\gamma+1}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{H})[\mathbf{v} \times \vec{\zeta}]$$

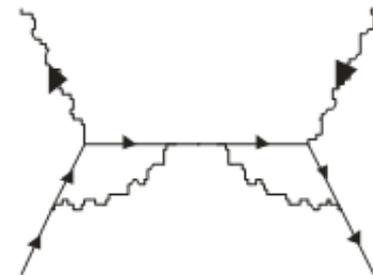
$$+ 2\left(\mu' + \frac{\mu_0}{\gamma+1}\right)[\vec{\zeta} \times [\mathbf{E} \cdot \mathbf{v}]]$$

$$\Omega_{\text{CPW}}^{\text{BMT}} = 4\lambda_2 \frac{H^2}{\omega_0} \left[ (\mu' + \cancel{\mu_0/\gamma})^2 - 2\cancel{\mu'/\gamma} - \frac{\cancel{\mu_0^2}}{\cancel{\gamma^2}} \right]$$

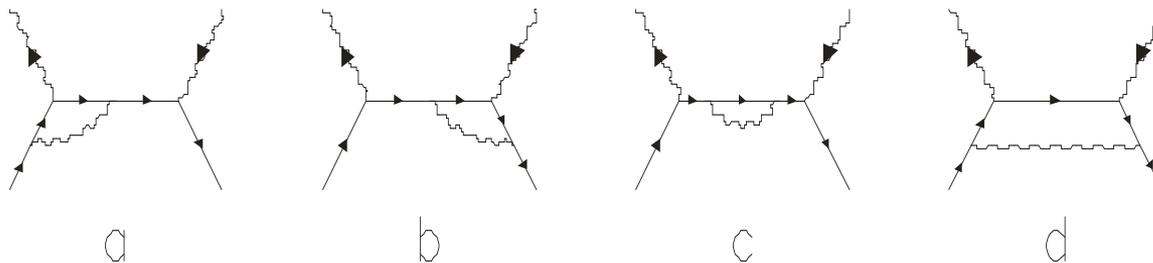
$$= 4\lambda_2 \mu'^2 \frac{H^2}{\omega_0} = \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)^2 \lambda_2 \omega_0 \xi^2$$

Corresponds to the **second** order in  $\alpha$  correction

$$f_2^{(3)} = f_2'(0)\omega = -2\mu_0'^2\omega = -\frac{\alpha^3}{16\pi^2 m} x$$



# Однако первая поправка к амплитуде КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ не сводится к учету АММ



Поэтому вращение спина в ЦПВ в первом порядке  
приходится связать не с АММ, а с киральностью



$$\Omega^{(2)} = -\frac{2H^2}{\varepsilon\omega_0} \lambda_2 f_2^{(2)}(\varepsilon) = -\frac{mH^2}{\varepsilon\omega_0^2} \lambda_2 f_2^{(2)}(\omega) \quad (25)$$

$$= \frac{\alpha}{\pi} \lambda_2 \omega_0 \xi_0^2 \frac{1}{x} \left\{ \left( \frac{2}{x} - 1 \right) \left[ F(x-1) + \frac{\pi^2}{6} \right] - \left( \frac{2}{x} + 1 \right) \left[ F(x) - \ln x \ln(1+x) \right] + \frac{x}{1-x^2} + \frac{2x^3 \ln x}{(1-x^2)^2} \right\}$$

# Киральность приводит к частоте прецессии спина

$$\begin{aligned}\Omega^{(2)} &= -\frac{2H^2}{\varepsilon\omega_0}\lambda_2 f_2^{(2)}(\varepsilon) = -\frac{mH^2}{\varepsilon\omega_0^2}\lambda_2 f_2^{(2)}(\omega) \\ &= \frac{\alpha}{\pi}\lambda_2\omega_0\xi_0^2\frac{1}{x}\left\{\left(\frac{2}{x}-1\right)\left[F(x-1)+\frac{\pi^2}{6}\right]-\left(\frac{2}{x}+1\right)\left[F(x)-\ln x\ln(1+x)\right]+\frac{x}{1-x^2}+\frac{2x^3\ln x}{(1-x^2)^2}\right\}\end{aligned}\quad (25)$$

в 660 раз большей, чем уравнение Баргмана-Мишеля-Телегди предсказывает на основе учета АММ

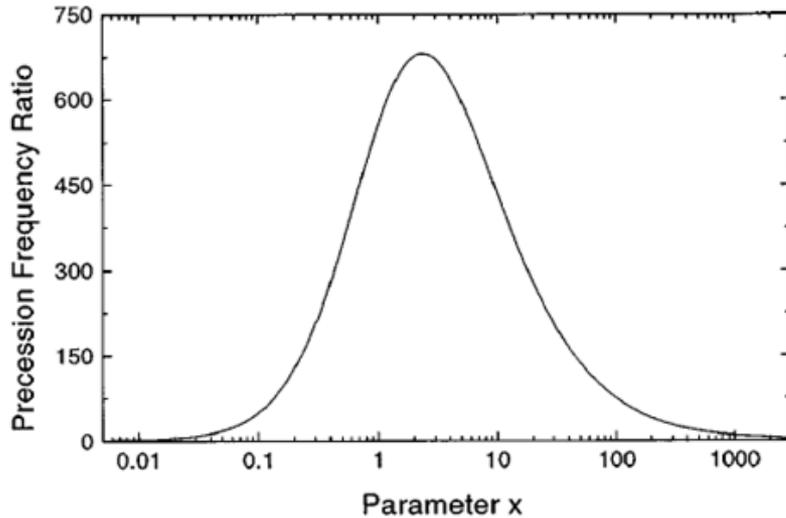


FIG. 2. The dependence on the parameter  $x$  of the ratio  $R = -\Omega^{(2)}/\Omega^{(3)}$  of the contribution (25) of order  $\alpha^2$  to the electron spin precession frequency in a CPW in the limit of  $\xi_0^2 \ll 1$ , to the contribution (24) of order  $\alpha^3$  equal to the spin precession frequency (5), following from the BMT equation.

$$x \simeq 4\varepsilon\omega_0/m^2 \simeq 0.0153\varepsilon(\text{GeV})\omega_0(\text{eV}) \simeq 0.019\varepsilon(\text{GeV})/\lambda(\mu\text{m}).$$

# Угол поворота спина на длине комптоновского рассеяния

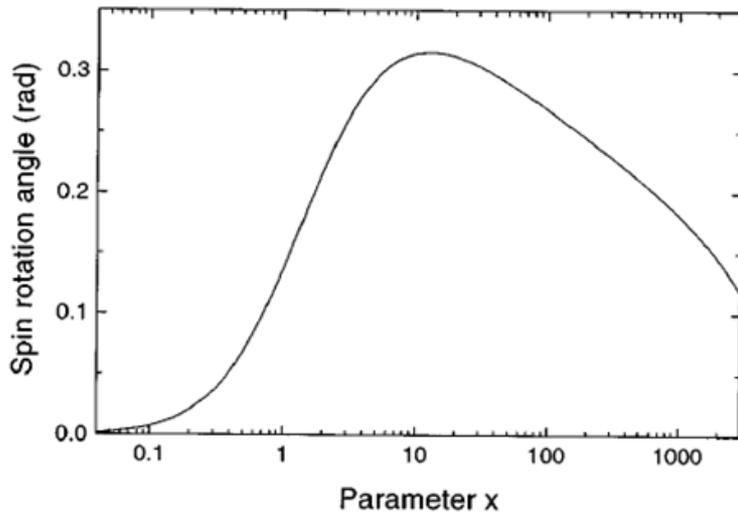
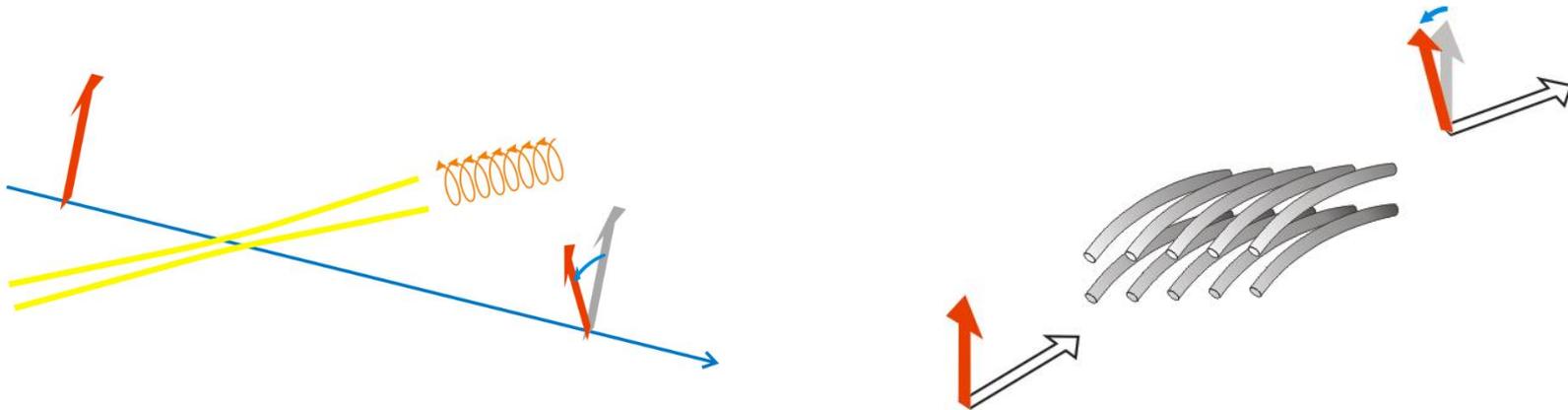


FIG. 3. The dependence on the parameter  $x$  of the rotation angle of transverse electron spin component in a CPW on a typical length of the inverse Compton scattering in the limit  $\xi_0^2 \ll 1$  of nonrelativistic transverse electron motion.

$$x \simeq 4\varepsilon \omega_0 / m^2 \simeq 0.0153\varepsilon (\text{GeV}) \omega_0 (\text{eV}) \simeq 0.019\varepsilon (\text{GeV}) / \lambda (\mu\text{m}).$$



Оптимальные условия для наблюдения реализуются при энергии  $\sim 100$  ГэВ в кристалле и лазерной волне

**Chirality,**  
a new property of electron,  
**can be observed**  
**in bent crystals**  
*(and also in the laser field)*

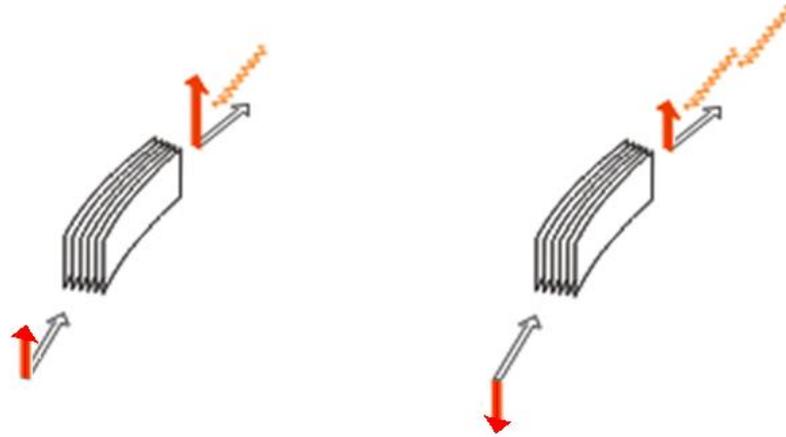
**Киральность электрона** проявляется также в **явлении вращения плоскости поляризации жестких гамма-квантов** в среде с поляризованными электронами, зарегистрированном как **открытие СССР № 360**

Авторы: Барышевский В. Г., Лобашев В. М., Любошиц В. Л., Серебров А. П., Смотрицкий Л. М. Номер и дата приоритета: N 360 с приоритетом от 12 февраля 1965 г. в части теоретического обоснования и 28 июля 1971 г. в части экспериментального доказательства явления. Заявка на открытие: N ОТ-10886 от 13 февраля 1984 г. Дата регистрации: 22 декабря 1988 г. Дата выдачи диплома: 21 июня 1991 г.

## О «практическом применении результатов»

Ожидаемым результатом проведения спиновых экспериментов с использованием изогнутых кристаллов является развитие альтернативных методов измерения поляризации позитронов и гамма-квантов высоких энергий с **большой спиновой асимметрией**

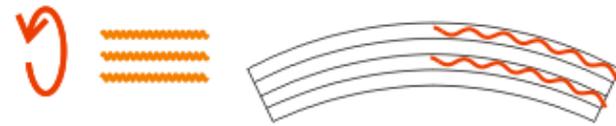
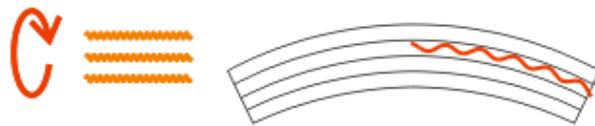
Transverse polarization can be measured in the self-polarization geometry



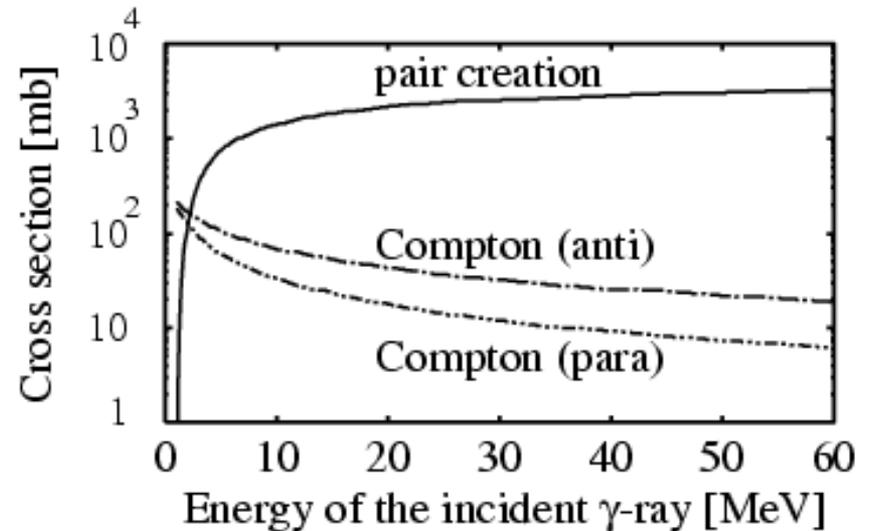
Longitudinal positron polarization can be measured in the SOS geometry



# Pair production probability dependence on gamma-quantum circular polarization



Essential for  
measurement  
of gamma  
circular polarization  
at 100 MeV and above





# Ferrara's Team



**Laura Bandiera**  
INFN researcher



**Nicola Canale**  
post Doc



**Vincenzo Guidi**  
UNIFE full professor



**Lorenzo Malagutti**  
post Doc



**Andrea Mazzolari**  
UNIFE researcher



**Riccardo Negrello**  
PhD Student



**Gianfranco Paternò**  
INFN technologist



**Marco Romagnoni**  
UNIFE researcher



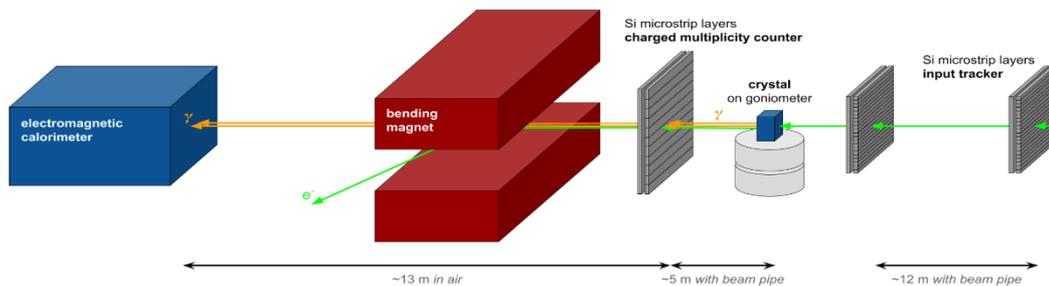
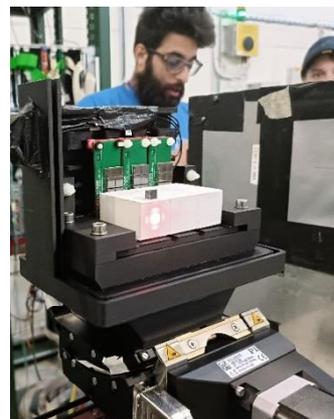
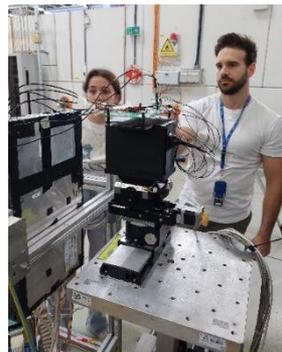
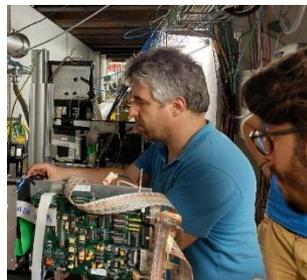
**Alexei Sytov**  
Marie Curie fellow



**Melissa Tamisari**  
UNIFE researcher

# Experiments on beam

Coord: L. Bandiera





В.В. Тихомиров с будущим PhD и ведущим исследователем Лаурой Бандиерой из университета Феррары, возглавляющей наши совместные исследования процессов взаимодействия частиц высоких энергий с кристаллами



    
Istituto Nazionale di Fisica Nucleare      European Commission      Korea Institute of Science and Technology Information

**Trillion**

**Marie Curie Global Fellowships,  
Project TRILLION GA n. 101032975**

**Dr. Alexei Sytov**

**Daejeon, 01/09/22**

**Marie Skłodowska-Curie Action Global Individual Fellowships  
by A. Sytov in 2021-2024, Project TRILLION GA n. 101032975**

Алексей Сытов выступает с докладом на «Ночи исследователей» 24.09.2021 перед замком герцогов д'Эсте в Ферраре

*The study of*

- the positron anomalous magnetic moment  $\mu'$  reduction in strong fields
- radiative self-polarization in strong fields
- circularly polarized gamma-radiation by positrons,
- polarized electron-positron pair production by gamma-quanta
- spin rotation in the circularly polarized crystal field harmonics

*is included in the Summary Report of the Physics Beyond Colliders Study at CERN (CERN-PBCReport-2025-003)*



*Thank you for attention!*