

***Проблема определения структуры
фермионного вакуума в квантовой
электродинамике. Потенциальные
эксперименты со столкновениями тяжелых
ионов.***

В.П.Незнамов

***Сессия-конференция секции ядерной физики ОФН РАН,
посвященная 70-летию В.А. Рубакова
(17 – 21 февраля 2025г., Москва)***

СОДЕРЖАНИЕ

1. *Краткий обзор существующих версий квантовой электродинамики.*
2. *Фермионный вакуум в версиях КЭД.*
3. *Непертурбативная КЭД в сильных электрических полях.*
4. *Преобразование Фейнмана-Гелл-Манна и его связь с представлением Фолди-Ваутхайзена.*
5. *Уравнения непертурбативной КЭД в представлениях Фейнмана-Гелл-Манна и Фолди-Ваутхайзена.*
6. *Рождение электрон-позитронных пар в непертурбативной стандартной КЭД.*
7. *Рождение электрон-позитронных пар в непертурбативной КЭД в представлениях Фейнмана-Гелл-Манна и Фолди-Ваутхайзена.*
8. *Определение структуры фермионного вакуума в квантовой электродинамике по результатам экспериментов со столкновениями тяжелых ионов.*

Уравнение Дирака в версиях КЭД

Стандартная КЭД

$$\begin{aligned}
 p^0 \psi_D(\mathbf{r}, t) &= H_D \psi_D(\mathbf{r}, t) = \\
 &= \left(\boldsymbol{\alpha}(\mathbf{p} - e\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)) + \beta m + eA^0(\mathbf{r}, t) \right) \psi_D(\mathbf{r}, t) \\
 \psi_D(\mathbf{r}, t) &= \begin{pmatrix} \varphi(\mathbf{r}, t) U_s \\ \chi(\mathbf{r}, t) U_s \end{pmatrix} - \text{биспинор}
 \end{aligned}$$

В свободном случае уравнение Дирака имеет следующие решения с положительными и отрицательными энергиями:

$$\begin{aligned}
 (\psi_D)_0^{(+)}(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \sqrt{\frac{E+m}{2E}} \begin{pmatrix} U_s \\ \frac{\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}}{E+m} U_s \end{pmatrix} e^{-iEt+i\mathbf{p}\mathbf{r}}, \\
 (\psi_D)_0^{(-)}(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \sqrt{\frac{E+m}{2E}} \begin{pmatrix} -\frac{\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}}{E+m} U_s \\ U_s \end{pmatrix} e^{iEt-i\mathbf{p}\mathbf{r}}.
 \end{aligned}$$

Здесь $E = \sqrt{m^2 + \mathbf{p}^2}$, σ^k - двумерные матрицы Паули.

Представление Фолди-Ваутхайзена

$$\begin{aligned}
 U_{FW} &= (1 + e\delta_1 + e^2\delta_2 + e^3\delta_3 + \dots) U_0 \\
 \psi_{FW} &= U_{FW} \psi_D
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 p^0 \psi_{FW} &= H_{FW} \psi_{FW} = \left(\left(\beta E + eK_1^{FW} (+m, A^\mu) + \right. \right. \\
 &\left. \left. + e^2 K_2^{FW} (+m, A^\mu, A^\nu) + e^3 K_3^{FW} (+m, A^\mu, A^\nu, A^\gamma) + \dots \right) \psi_{FW}
 \end{aligned}$$

В свободном случае

$$\begin{aligned}
 p^0 (\psi_{FW})_0 &= \beta E (\psi_{FW})_0 \\
 (\psi_{FW})_0^{(+)}(\mathbf{r}, t) &= U_{FW}^0 (\psi_D)_0^{(+)} = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \begin{pmatrix} U_s \\ \mathbf{0} \end{pmatrix} e^{-iEt+i\mathbf{p}\mathbf{r}} \\
 (\psi_{FW})_0^{(-)}(\mathbf{r}, t) &= U_{FW}^0 (\psi_D)_0^{(-)} = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \begin{pmatrix} \mathbf{0} \\ U_s \end{pmatrix} e^{iEt-i\mathbf{p}\mathbf{r}}
 \end{aligned}$$

Фермионный вакуум в версиях КЭД

Стандартная КЭД

- 1. Фермионный вакуум непустой (в нем допускается виртуальное рождение и аннигиляция частиц и античастиц)**
 - 2. В теории используются как состояния с положительными, так и с отрицательными энергиями частиц**
- 2.1 В теории позитронов Штюкельберга-Фейнмана позитроны представляют собой электроны с отрицательными энергиями, движущиеся в обратном направлении в пространстве-времени**

Новые версии КЭД [1-5]

- 1. Фермионный вакуум пустой**
 - 2. В теории в амплитудах перехода используются только состояния с положительными энергиями. Это относится как к реальным, так и к виртуальным состояниям**
- 2.1 Позитроны описываются решениями уравнения Дирака с измененными знаками электрического заряда и массы**

[1]. В. П. Незнамов, ЭЧАЯ 37, 152 (2006), *arxiv: hep-th/0411050*.

[2]. В. П. Незнамов, ЭЧАЯ 43, 70 (2012), *arxiv: 1107.0693 (physics. gen-ph)*.

[3]. V. P. Neznamov and V. E. Shemarulin, *Int. J. Mod. Phys. A* 36, 2150086 (2021).

[4]. V. P. Neznamov, *Int. J. Mod. Phys. A*, 2150173 (2021).

[5]. В.П.Незнамов, Физмат, том 2, №2, 94 (2024).

2.2 В теории Дирака фермионный вакуум описывается на языке полностью заполненных состояний с отрицательными энергиями (море Дирака). Дырки в море Дирака интерпретируются как наличие античастиц

3. В сильных электромагнитных полях возможно вакуумное рождение реальных электрон-позитронных пар. Эффект Швингера: вакуумное рождение реальных пар в сильном однородном электрическом поле, интенсивность критического поля равна $\sim 5 \cdot 10^{29}$ ВТ/см²

3. Эффект Швингера отсутствует

4. В остальном конечные результаты расчетов эффектов КЭД полностью совпадают друг с другом

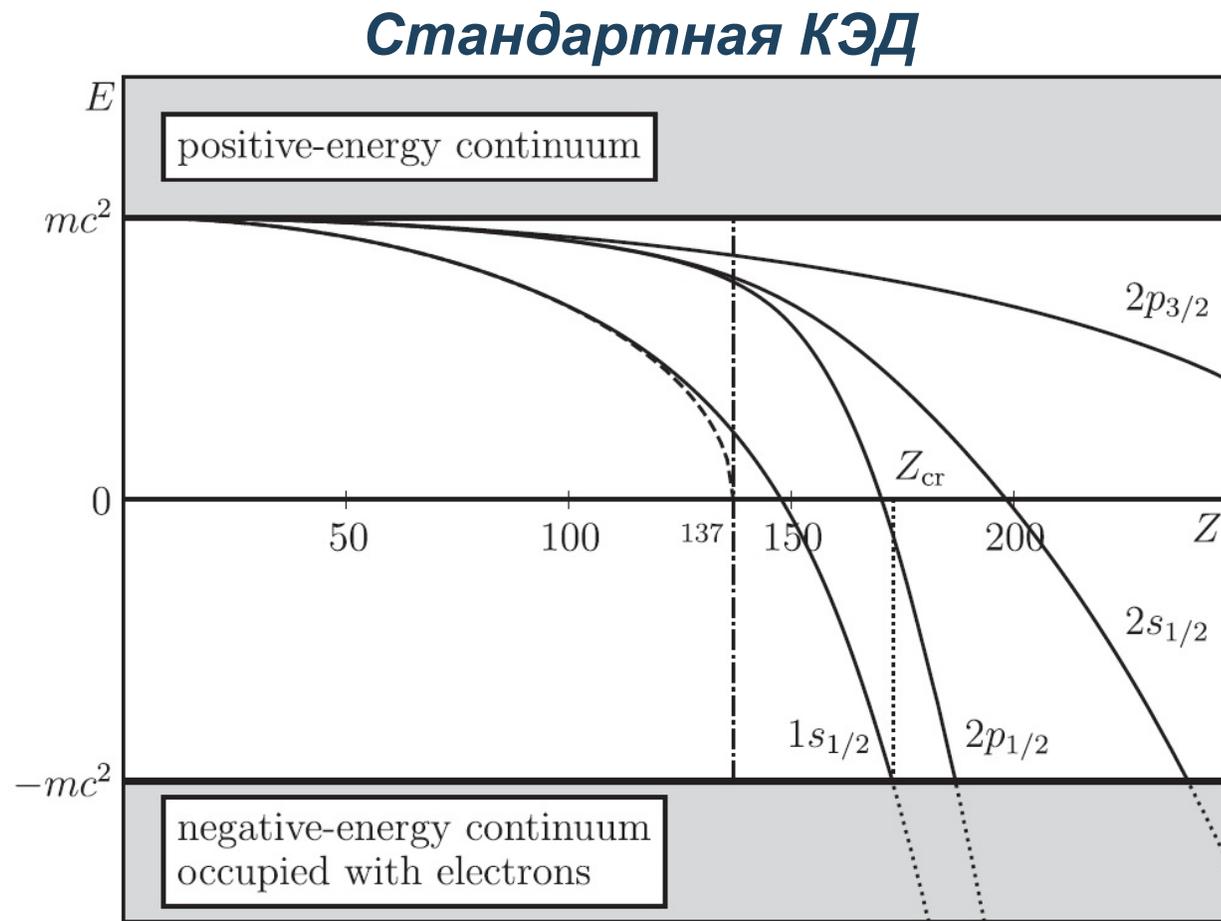
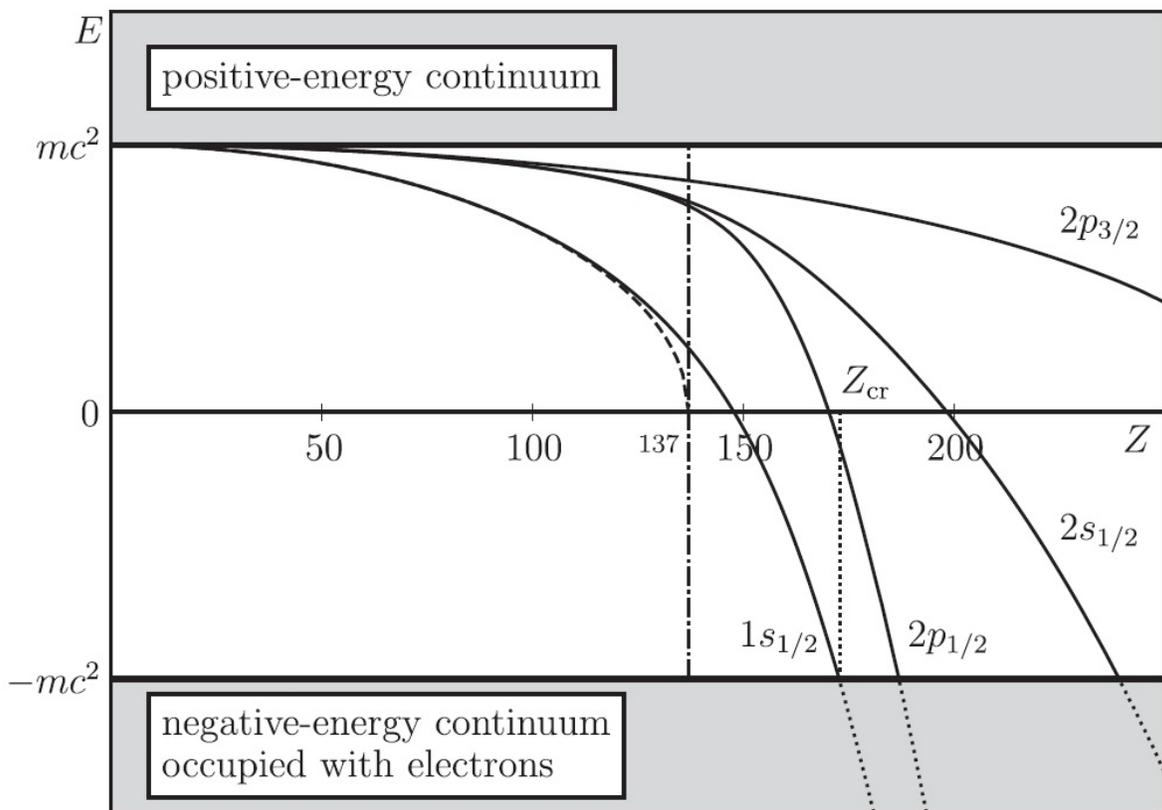


Рис. 1. Низколежащие уровни энергии водородоподобного иона как функции атомного номера Z .

Стандартная КЭД



Новые версии КЭД

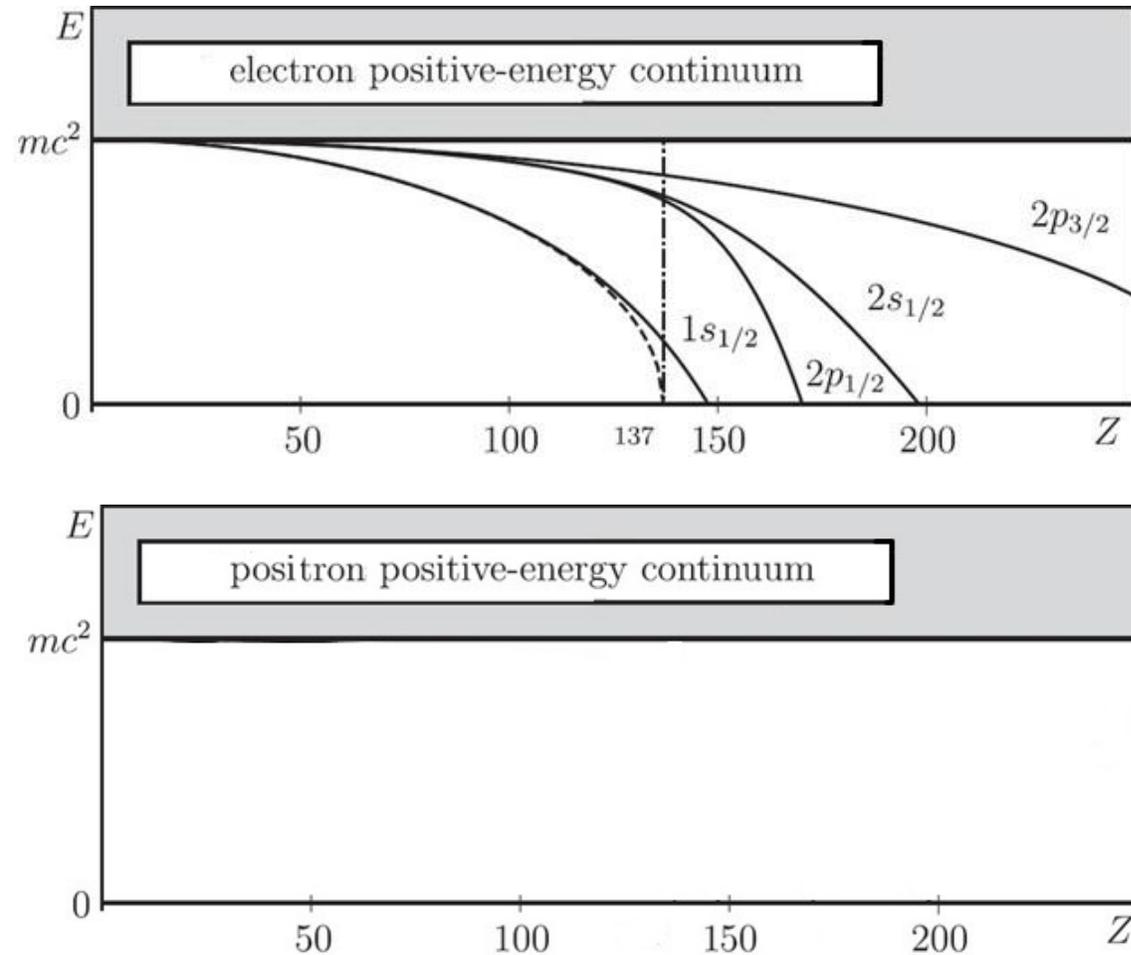


Рис. 2. Низколежащие уровни энергии водородоподобного иона как функции атомного номера Z .

Уравнения непертурбативной КЭД в представлениях Фейнмана-Гелл-Манна и Фолди-Ваутхайзена

В недавней работе [1], в представлениях FW и FG мы получили уравнения с замкнутыми выражениями оператора энергии в присутствии кулоновского поля $eA^0(r)$. Ниже мы будем рассматривать в качестве кулоновского потенциала $A^0(r)$ потенциал ионизированных ядер $A^0(r) \sim |e|Z$.

Запишем в соответствии с [1] некоторые уравнения для электронов и позитронов.

1. Уравнение для электронов с положительными энергиями ($\varepsilon = |E| > 0$, $e = -|e| < 0$)

$$\left((|E| + |e|A^0)^2 - \mathbf{p}^2 - m^2 - i|e|\boldsymbol{\sigma}\nabla A^0 \right) \varphi_{FG}^e = 0. \quad (3)$$

2. Уравнение для электронов с отрицательными энергиями ($\varepsilon = -|E| < 0$, $e = -|e| < 0$)

$$\left((|E| - |e|A^0)^2 - \mathbf{p}^2 - m^2 + i|e|\boldsymbol{\sigma}\nabla A^0 \right) \chi_{FG}^e = 0. \quad (4)$$

3. Уравнение для позитронов с положительными энергиями ($\varepsilon = |E| > 0$, $e = |e| > 0$)

$$\left((|E| - |e|A^0)^2 - \mathbf{p}^2 - m^2 + i|e|\boldsymbol{\sigma}\nabla A^0 \right) \varphi_{FG}^p = 0. \quad (5)$$

Уравнения непертурбативной КЭД в представлениях Фейнмана-Гелл-Манна и Фолди-Ваутхайзена

**Спинор $\varphi_{FG}^e(\mathbf{x})$ в представлении Фейнмана-Гелл-Манна пропорционален верхнему
спинору $\varphi_c^e(\mathbf{x})$ в представлении Фолди-Ваутхайзена**

$$\left(\varphi_{FG}^e(\mathbf{x}) = A_{(+)}^e \varphi_c^e(\mathbf{x}); \left(\psi_{FW}^{(+)}(\mathbf{x}) \right)^e = \begin{pmatrix} \varphi_c^e(\mathbf{x}) \\ 0 \end{pmatrix} \right).$$

**Спинор $\chi_{FG}^e(\mathbf{x})$ в представлении Фейнмана-Гелл-Манна пропорционален нижнему
спинору $\chi_c^e(\mathbf{x})$ в представлении Фолди-Ваутхайзена**

$$\left(\chi_{FG}^e(\mathbf{x}) = A_{(-)}^e \chi_c^e(\mathbf{x}); \left(\psi_{FW}^{(-)}(\mathbf{x}) \right)^e = \begin{pmatrix} 0 \\ \chi_c^e(\mathbf{x}) \end{pmatrix} \right).$$

**Спинор $\varphi_{FG}^p(\mathbf{x})$ в представлении Фейнмана-Гелл-Манна пропорционален верхнему
спинору $\varphi_c^p(\mathbf{x})$ в представлении Фолди-Ваутхайзена**

$$\left(\varphi_{FG}^p(\mathbf{x}) = A_{(+)}^p \varphi_c^p(\mathbf{x}); \left(\psi_{FW}^{(+)}(\mathbf{x}) \right)^p = \begin{pmatrix} \varphi_c^p(\mathbf{x}) \\ 0 \end{pmatrix} \right).$$

$$A_{(+)}^e = \left(1 + \frac{m^2}{(|E| + \boldsymbol{\sigma}\mathbf{p} + |e|A^0)^2} \right)^{-1/2}, \quad A_{(-)}^e = \left(1 + \frac{m^2}{(|E| + \boldsymbol{\sigma}\mathbf{p} - |e|A^0)^2} \right)^{-1/2}, \quad A_{(+)}^p = \left(1 + \frac{m^2}{(|E| + \boldsymbol{\sigma}\mathbf{p} - |e|A^0)^2} \right)^{-1/2}.$$

Уравнения непертурбативной КЭД в представлениях Фейнмана-Гелл-Манна и Фолди-Ваутхайзена

В результате мы видим, что уравнение для позитронов с положительными энергиями $\varepsilon > 0$ совпадает с уравнением для электронов с отрицательными энергиями $\varepsilon < 0$.

В нашем случае позитроны находятся в отталкивающем кулоновском поле ионизованных ядер. Для них существует верхний континуум с непрерывным энергетическим спектром $\varepsilon > m$. В этом случае отсутствуют стационарные связанные состояния с $\varepsilon < m$.

Равенство этих уравнений подразумевает, что для электронов с отрицательными энергиями и позитронов с положительными энергиями существует эквивалентный (с точностью до знака энергии) непрерывный энергетический спектр с одинаковыми стационарными волновыми функциями. Но в спектре уравнения для электронов в интервале $Z_\Sigma = 147 \div 170$ содержится отрицательно энергетический уровень $1S_{1/2}$, а в интервале $Z_\Sigma = 169 \div 183$ содержится отрицательно энергетический уровень $2P_{1/2}$ (см. рис. 1).

Уравнения непертурбативной КЭД в представлениях Фейнмана-Гелл-Манна и Фолди-Ваутхайзена

В уравнении для позитронов существование таких связанных состояний невозможно из простых физических соображений. Следовательно, существование связанных состояний с отрицательными энергиями является математическим артефактом.

Поскольку уравнения для электронов и позитронов получены унитарными преобразованиями уравнения Дирака, заключение об отсутствии стационарных связанных состояний с отрицательными энергиями справедливо и для спектра исходного уравнения Дирака.

Заметим, что уравнение для позитронов с измененным знаком перед $A^0(\mathbf{x})$ (движение позитрона в притягивающем кулоновском поле) совпадает с уравнением для электронов. Как и должно быть, дискретные и непрерывные энергетические спектры электронов и позитронов, движущихся в притягивающем кулоновском поле, совпадают друг с другом.

Для версий КЭД с пустым фермионным вакуумом отрицательно энергетические состояния не учитываются. Положительно энергетические зависимости $E(Z)$ в этом случае приведены на рис. 2. Разница зависимостей для стандартной КЭД и для новых версий КЭД приводит к заметному изменению числа реально рождающихся электрон-позитронных пар.

Рождение электрон-позитронных пар в непертурбативной КЭД в представлениях Фейнмана-Гелл-Манна и Фолди-Ваутхайзена

В версиях $(КЭД)_{FG}$ и $(КЭД)_{FW}$ мы должны исключить из суммирования вклад дискретных состояний с отрицательными энергиями. В результате полное число электрон-позитронных пар равно $P_{FG} = P_{FW} = \sum_{k>F} n_k - \Delta_1 - \Delta_2$. Здесь Δ_1 - вклад отрицательно-энергетических состояний $1S_{1/2}$ при $171 > Z > 146$; Δ_2 - вклад отрицательно-энергетических состояний $2P_{1/2}$ при $184 > Z > 168$.

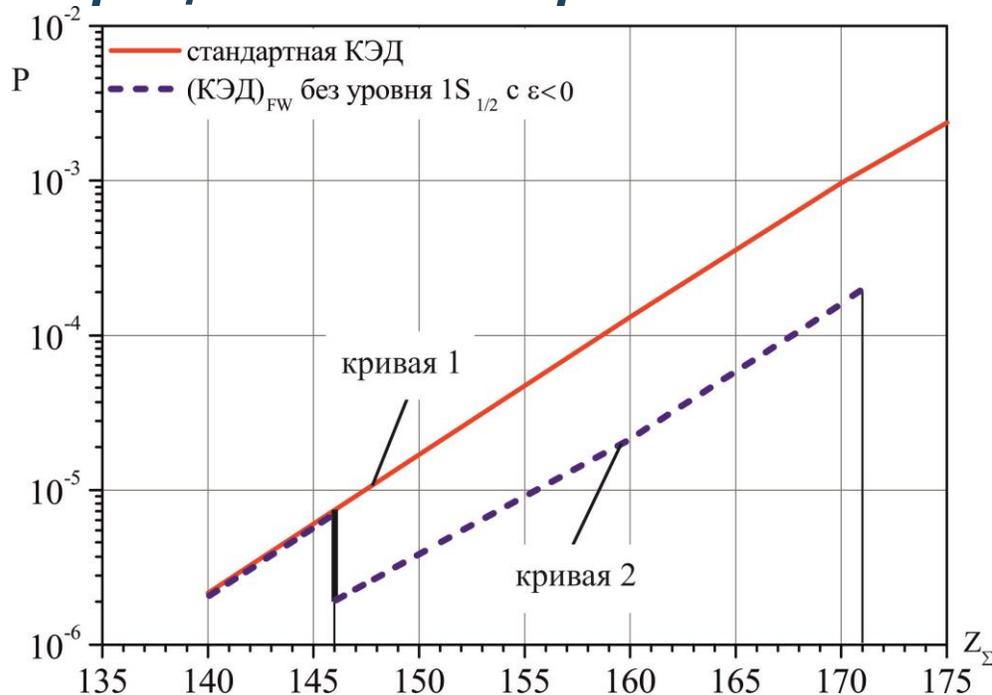


Рис. 4. Вероятности рождения пар в зависимости от Z_Σ .

В таблице и на рис. 4 для интервала $Z_\Sigma = 140 \div 170$ приведены вероятности рождения пар $P(Z_\Sigma)$, рассчитанные с учетом и без вклада Δ_1 . Видно, что зависимость $P_{FW}(Z_\Sigma)$ носит ступенчатый характер и в разы отличается от зависимости $P_{st}(Z_\Sigma)$. Очевидно, такое различие может быть зафиксировано в экспериментах по столкновению ионизированных ядер с прецизионными измерениями числа рожденных электрон-позитронных пар.

Таблица химических элементов Д. И. Менделеева



Конструктор элементов с таблицей для любых задач — от простой школьной до подробной научной periodic.ambioindex.ru.
Результаты доступны для скачивания в высоком разрешении

1 H Водород 1.01																	2 He Гелий 4.01						
3 Li Литий 6.94	4 Be Бериллий 9.01																	5 B Бор 10.81	6 C Углерод 12.01	7 N Азот 14.01	8 O Кислород 15.99	9 F Фтор 18.99	10 Ne Неон 20.18
11 Na Натрий 22.99	12 Mg Магний 24.3																	13 Al Алюминий 26.98	14 Si Кремний 28.08	15 P Фосфор 30.97	16 S Сера 32.06	17 Cl Хлор 35.45	18 Ar Аргон 39.95
19 K Калий 39.1	20 Ca Кальций 40.08	21 Sc Скандий 44.96	22 Ti Титан 47.87	23 V Ванадий 50.94	24 Cr Хром 51.99	25 Mn Марганец 54.94	26 Fe Железо 55.85	27 Co Кобальт 58.93	28 Ni Никель 58.69	29 Cu Медь 63.55	30 Zn Цинк 65.39	31 Ga Галлий 69.72	32 Ge Германий 72.63	33 As Мышьяк 74.92	34 Se Селен 78.97	35 Br Бром 79.9	36 Kr Криптон 83.8						
37 Rb Рубидий 85.47	38 Sr Стронций 87.62	39 Y Иттрий 88.91	40 Zr Цирконий 91.22	41 Nb Ниобий 92.91	42 Mo Молибден 95.95	43 Tc Технеций (97)	44 Ru Рутений 101.07	45 Rh Родий 102.91	46 Pd Палладий 106.42	47 Ag Серебро 107.87	48 Cd Кадмий 112.41	49 In Индий 114.82	50 Sn Олово 118.71	51 Sb Сурьма 121.76	52 Te Теллур 127.6	53 I Йод 126.9	54 Xe Ксенон 131.29						
55 Cs Цезий 132.91	56 Ba Барий 137.33	57—71 Лантаноиды	72 Hf Гафний 178.49	73 Ta Тантал 180.95	74 W Вольфрам 183.84	75 Re Рений 186.21	76 Os Осмий 190.23	77 Ir Иридий 192.22	78 Pt Платина 195.08	79 Au Золото 196.97	80 Hg Ртуть 200.59	81 Tl Таллий 204.38	82 Pb Свинец 207.2	83 Bi Висмут 208.98	84 Po Полоний (209)	85 At Астат (210)	86 Rn Радон (222)						
87 Fr Франций (223)	88 Ra Радий (226)	89—103 Актинοиды	104 Rf Резерфордий (261)	105 Db Дубний (263)	106 Sg Сибиргий (266)	107 Bh Борий (269)	108 Hs Хассий (270)	109 Mt Мейтнерий (272)	110 Ds Дармштадтий (285)	111 Rg Роггендий (288)	112 Cn Коперниций (289)	113 Nh Нихоний (288)	114 Fl Флеровий (289)	115 Mc Московский (289)	116 Lv Ливерморий (293)	117 Ts Теннессиум (293)	118 Og Оганессон (294)						
57 La Лантан 138.91	58 Ce Церий 140.12	59 Pr Прозердий 140.91	60 Nd Неодим 144.24	61 Pm Прометий (145)	62 Sm Самарий 150.36	63 Eu Европий 151.96	64 Gd Гадолиний 157.25	65 Tb Тербий 158.93	66 Dy Диспрозий 162.5	67 Ho Гольмий 164.93	68 Er Эрбий 167.26	69 Tm Тулий 168.93	70 Yb Иттербий 173.05	71 Lu Лютеций 174.97									
89 Ac Актиний (227)	90 Th Торий 232.04	91 Pa Прометей 231.04	92 U Уран 238.03	93 Np Нептуний (237)	94 Pu Плутоний (244)	95 Am Америций (243)	96 Cm Кюрий (247)	97 Bk Берклий (247)	98 Cf Калифорний (251)	99 Es Эйнштейний (252)	100 Fm Фермий (257)	101 Md Менделевий (258)	102 No Нобелий (259)	103 Lr Лоуренсий (262)									

Атомный номер: 47
Символ: **Ag**
Название: Серебро
Атомная масса: 107.87

Определение структуры фермионного вакуума в квантовой электродинамике по результатам экспериментов со столкновениями тяжелых ионов

В итоге предлагается провести серию экспериментов со столкновениями тяжелых ионов с суммарным $Z_{\Sigma} = Z_1 + Z_2$ в интервале 146÷184. Целью экспериментов являются измерения числа испускаемых электрон-позитронных пар $P(Z_{\Sigma})$ в зависимости от Z_{Σ} . Для стандартной квантовой электродинамики с непустым фермионным вакуумом зависимость $P(Z_{\Sigma})$ является гладкой непрерывной функцией. Для версий КЭД с пустым фермионным вакуумом числа $P(Z_{\Sigma})$ становятся меньшими; зависимость $P(Z_{\Sigma})$ является ступенчатой функцией. Причинами такого поведения зависимостей $P(Z_{\Sigma})$ являются отличия во вкладах отрицательно-энергетических уровней, возникающих при движении электрона во внешних статических электрических полях.

Определение структуры фермионного вакуума в квантовой электродинамике по результатам экспериментов со столкновениями тяжелых ионов

Для стандартной КЭД в интервале $Z_{\Sigma} = 147 \div 170$ существует отрицательно энергетический уровень $1S_{1/2}$, а в интервале $Z_{\Sigma} = 169 \div 183$ существует отрицательно энергетический уровень $2P_{1/2}$. Для версий КЭД с пустым фермионным вакуумом (среди них $(КЭД)_{FG}$, $(КЭД)_{FW}$) мы имеем дело только с положительными энергиями и вклад вышеуказанных уровней $1S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$ отсутствует. Это приводит к заметному уменьшению числа испущенных электрон-позитронных пар в интервале $Z_{\Sigma} = 147 \div 183$ и к ступенчатому характеру зависимости $P(Z_{\Sigma})$.

Очевидно такое различие может быть зафиксировано в экспериментах по столкновению ионизированных ядер с прецизионными измерениями числа рожденных электрон-позитронных пар.

Отсутствие физического вклада отрицательно энергетических уровней в версиях $(КЭД)_{FG}$ и $(КЭД)_{FW}$ строго показано анализом уравнений для электронов и позитронов.

Определение структуры фермионного вакуума в квантовой электродинамике по результатам экспериментов со столкновениями тяжелых ионов

Результаты предложенных экспериментов по своей сути носят фундаментальный характер и важны для дальнейшего развития квантовой теории поля.

В случае экспериментального подтверждения кривой 2 на рис. 4 вакуум КЭД является пустым; в КЭД отсутствуют процессы вакуумного рождения пар; в КЭД отсутствует эффект Швингера и т.д.

В случае экспериментального подтверждения кривой 1 на рис. 4 вакуум стандартной КЭД - непустой; в КЭД присутствуют процессы вакуумного рождения пар и эффект Швингера в сильном электрическом поле. Реализация кривой 1 в экспериментах будет являться надежным фундаментом для экспериментального подтверждения при $Z_{\Sigma}^{cr} \approx 171$ распада нейтрального вакуума с испусканием двух позитронов.

Спасибо за внимание