

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
Міністерство освіти і науки України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Ковтун Володимир Євгенійович

УДК 539.12+539.1.074

ДИСЕРТАЦІЯ
«МЮОННІ ДЕТЕКТУЮЧІ СИСТЕМИ
УСТАНОВОК CDF II (FNAL) І ATLAS (CERN)»

Спеціальність 01.04.16 –
фізика ядра, елементарних частинок і високих енергій
(фізико-математичні науки)
Подається на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень.
Використання ідей, результатів і текстів інших
авторів мають посилання на відповідне джерело.

_____В.Є.Ковтун

Науковий керівник Азаренков Микола Олексійович,
академік НАНУ, доктор фізико-математичних наук, професор

ХАРКІВ-2017

Анотація

Ковтун В.Є. Мюонні детектуючі системи установок CDF II (FNAL) і

ATLAS (CERN). – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.16 – фізика ядра, елементарних частинок і високих енергій (Фізико-математичні науки). – Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна Міністерства освіти і науки України, Харків, 2017.

У дисертації надано основну роль мюонних детекторів нового покоління при дослідженні топ-кварка на колайдерних установках CDF II (FNAL) і ATLAS (CERN) при роботі в умовах великих радіаційних навантажень, методи дослідження мюонних лічильників та пластмасових сцинтиляторів на стендах і в пучках прискорювачів, методи розробки та виготовлення масової кількості детекторів.

Реєстрація топ-кварків і інших рідкісних розпадів на сучасних коллайдерах і статистична забезпеченість експериментів розглядаються з точки зору роботи мюонних систем (МС) установок CDF II (FNAL) і ATLAS (CERN). Мюонні сигнатури (розпади з участю лептонів) при народженні топ-кварків є досить надійними. Мюонний комплекс (МК) грає принципову роль на установці CDF II. Він складається з сцинтиляційних лічильників і дрейфових камер. Мюонний тригер і реконструкція мюонів є коренем декількох фізичних програм. Топ-кварки ідентифікують через мюонні розпади частинок, що складаються з W-бозона і b-кварка. Завдання МК – ідентифікувати мюон і визначити його імпульс у магнітному полі детектора за координатами з дрейфових камер.

Падіння аксептанса установки CDF I (у десятиричному сеансі RUN I) через радіаційний вплив на сцинтилятор детектора показали, що необхідно розробляти детектори з поліпшеними характеристиками.

Розроблений мюонний детектор нового покоління складається з сцинтиляційних пластин (UPS923A) на основі полістиролу різного типорозміру з добавками 2 % РТР, ~0.3 % РОРОР і спеціальними добавками відновлення властивостей після радіації, поверхня яких ретельно оброблена для забезпечення повного внутрішнього відбиття світла. У конструкції детектора вперше було застосовано волоконне зчитування (полімерними багатооболонковими волокнами Y11 фірми KURARAY) на малогабаритний фотопомножувач (ФЕП), що має ряд принципових переваг порівняно з традиційним зчитуванням у світловодів з органічного скла:

- менша залежність ефективності від деградації оптичних властивостей самої сцинтиляційної пластини, що дає більший термін експлуатації;
- зменшення зони нечутливості за рахунок компактності ФЕП і відсутності світловоду;
- для такої конструкції непридатна теорема Ліувілля при поширенні світла в складних оптичних системах;
- за рахунок меншого шляху світла до волокна скорочується кількість віддзеркалень від поверхні сцинтиляційної пластини;
- невеликі фотопомножувачі менше відчувають вплив магнітного поля, внаслідок чого лічильники можна розташовувати ближче до магнітів;
- малогабаритні фотопомножувачі є дешевими ніж звичайні фотопомножувачі;
- в принципі, розвиваючи ідеї з волоконнооптичним зйомом світла, можна об'єднати, в процесі складання лічильника, операції поклейки і виготовлення сцинтилятора за рахунок стискання волокна у тіло пластика;

- відкривається перспектива використання багатоанодних ФЕП для зчитування декількох пластин, а також використання фотопомножувачів (SiPM) з кремнію.

На стенді (ЗЦП LeCroy QDC2249Q) з космічними мюонами вдалося показати для прототипів SDC і CDF, що можна забезпечити світловихід ~ 25 фотоелектронів (ф.е.) зі сцинтиляційної пластини завдовжки до 3 м.

Вперше розроблено метод калібрування сцинтиляційних детекторів з високою точністю. Метод полягає у використанні світлодіода і фітінгів спектра реальною функцією відгуку. При хорошому χ^2 один з параметрів є середнім числом ф.е. з малою помилкою, що і дає точну ціну шкали зарядового перетворювача. Завершує вимір – калібрування на космічних мюонах. Таким чином, можна порівняти різні детектори різного типорозміру, різні сцинтилятори і композиції після опромінювання. Математично функція відгуку було отримано методом характеристичних функцій і використана в системі ROOT (CERN).

Значну увагу було приділено розробці обладнання і стендів для вимірювання характеристик сцинтиляторів і готових виробів: полімеризаційного обладнання, технологічного обладнання, методам лезийної обробки пластику, методам збирання детекторів і їх тестування при масовому виробництві. Розроблені стенди базувались на системі LabView (NI) під управлінням PC.

В результаті вдалося виготовити, зібрати і тестувати понад 1 тисячі детекторів і замінити лічильники CDF II (для другого сеансу RUN II), що підвищило аксептанс установки на 60 %, а набір даних по топ-кварку на два порядки.

На установці ATLAS використовувався адронний калориметр для отримання тригера 1-го рівня та реєстрації мюона. Вперше було розроблено і вивчено калориметр (9 λ ядерних довжин) з поздовжнім розташуванням сцинтиляційних пластин («проективна геометрія»). Це

дало можливість істотно спростити складання калориметру і укладку волокон. Роботу калориметра спеціально вивчено (проект RD-34) на пучках SPS (CERN). Отримано дані про енергетичні парціальні дозволи, щодо відношення e/h , кутових параметрах, лінійність, витоку енергії і т.п. Детальне вивчення дозволило оптимізувати конструкцію і отримати надійний відгук від мюона (значний відрив від п'єдесталу).

Додатково вдалося вперше вирішити задачу точного експериментального визначення парціальних внесків різних типів втрат мюона в діапазоні $1 \div 150$ Гев. Таким чином, при проходженні мюона крізь пасивну речовину адронного калориметра, можна точно визначити енергію мюона, що буде в подальшому використано на установці ATLAS при формуванні апаратного тригера.

Вплив вторинного випромінювання коллайдерів на сцинтиляційні детектори становить ~ 100 Мрад в $e/\gamma/p$ полях. Детектори повинні працювати без заміни ~ 10 років. Однак, навіть найстійкіший до радіації SCSN-81T (KURARAY) втрачав 15 % при 2.8 Мрад. Вивчення впливу електронів на прототип модуля (spagetti) електромагнітного калориметра для коллайдера SSC на прискорювачі LUE-2Гев (ННЦ ХФТІ НАНУ) дозволив виявити ступінь падіння енергетичного дозволу і його відновлення (annealing). Однак такі вимірювання дуже дорогі і трудомісткі. Тому подальші дослідження проводилися із зразками матеріалів сцинтилятора на спеціально для цього розроблених стендах.

Сцинтиляційні композиції спеціально вивчалися за допомогою впливу гамма-випромінювання (2.8 Мрад) від джерела гамма випромінювання ХНУ імені В.Н.Каразіна. Детальний пошук (скринінг) і аналіз результатів вимірювання світловихіду (L), часу випромінювання (τ) і довжини загасання (BAL) виявив такі напрямки підвищення радіаційної стійкості: оптимізація концентрації первинних добавок, введення «антірад», підсилювачів дифузії і стабілізаторів, очищення матриці (PS) від домішок,

модифікація структури мономерів, синтез нових полімерних добавок. Для проведення експериментальної роботи були розроблені ампульний і повітряний лабораторні полімеризатори, а також виробничий повітряний полімеризатор великого обсягу (одноразова загрузка до 500 кг мономерів). Вимірювання параметрів проводилися на спектрофотометрі (SPECORD на довжині 440 нм) і амплітудном аналізаторі (NAA-1024) зі спеціальним світлозбірником, що давало можливість виділяти монохроматичний пік від джерела електронів (Cs-137) з статистичною похибкою не більше 2 %.

Таким чином, поєднання поліпшеного до впливу сцинтилятора UPS-923A і конструкції детектора з поліпшеними характеристиками забезпечили роботу мюонною системою CDF II у другому сеансі на Теватроні.

Наукова новизна отриманих результатів

визначається наступним:

- вперше створено мюонну систему на основі великогабаритних сцинтиляційних лічильників нового покоління зі спектрозміщуючими волокнами (застосовано для установки CDF II, на колайдері Теватрон во FNAL);

- вперше розроблено нову методику збору світла з великого сцинтиляційного детектора на малогабаритний фотоприймач, аналітично отримана формула наближення спектра відгуку реального фотопомножувача і розроблені програмні коди для цих цілей на базі ROOT (застосовано на вимірювальних стендах);

- створено повномасштабний прототип комбінованого адронного калориметра, що дало можливість ідентифікувати мюони і виміряти їх параметри, на якому вперше проведено точні вимірювання повних енергетичних втрат мюона в речовині в діапазоні енергій 1÷150 GeV (застосовано для установки ATLAS на колайдері LHC);

- отримано дані про радіаційні властивості, довготривалу стабільність параметрів нових сцинтиляційних матеріалів і сцинтилюючих добавок для роботи за умов великих радіаційних навантажень на сучасних колайдерах (використано для колайдерів SSC, SPS, LHC, Tevatron, Nuclotron).

Практична цінність отриманих результатів.

Уведено в дію повномасштабну мюонну систему CDF II (2002÷2015 р.), що дало можливість збільшити статистику набору подій з топ-кварком до 318 пб і досягти найбільш точного визначення маси t-кварка: $M_{\text{top}} = 173,5 \pm 3,6$ (стат.) GeV/c^2 в каналі розпаду «лептон + струмені» і $M_{\text{top}} = 170,1 \pm 6,0$ (стат.) $\pm 4,1$ (сист.) GeV/c^2 в каналі «ділептон».

Експериментально показано можливість вимірювання параметрів мюонів адронними калориметрами та отримано втрати мюонів у речовині в діапазоні $1 \div 150 \text{ GeV}$.

Отримані експериментальні дані з калібрування та тестування прототипу модуля RD-34 увійшли до програм з реконструкції параметрів частинок адронного калориметра установки ATLAS, а також дозволили поліпшити ідентифікацію мюонів і обчислювати їх параметри з максимальною точністю.

Отримані при розробці мюонної системи CDF II дані, експериментальні методи, конструкторські рішення дозволять надалі розробляти високоефективні сцинтиляційні лічильники для довготривалої роботи в радіаційних полях колайдерів.

Ключові слова: колайдер, топ-кварк, аксептанс, адронний калориметр, мюонна система, сцинтиляційний лічильник, радіаційне навантаження, світловихід, довжина загасання, фотопомножувач.

Abstract

Kovtun V.E. The CDF II (FNAL) and the ATLAS (CERN) muon detecting system. – Qualification scientific paper, manuscript.

Thesis for a Candidate Degree in physical and mathematical sciences:

speciality 01.04.16 – Physics of nuclei, elementary particles and high energies. V.N. Karazin Kharkiv National University, the Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv, 2017.

The dissertation describes the main role of new generation muon detectors in the investigation of the top-quark on the collider installations of the CDF II (FNAL) and the ATLAS (CERN) when working under high radiation, methods of studying muon counters and plastic scintillators on stands and accelerator beams, methods development and manufacturing of massive quantities of detectors.

Registration of top quarks and other rare decays on modern colliders and the statistical availability of experiments are considered from the point of view of the work of the muon systems (MS) of the installations CDF II (FNAL) and ATLAS (CERN). Muon signatures (decays with the participation of leptons) at the birth of top quarks are quite reliable. The muon complex (MK) plays a fundamental role in the installation of CDF II. It consists of scintillation counters and drift cameras. The muon trigger and the reconstruction of muons are the root of several physical programs. Top quarks are identified through muon decays of particles consisting of W-boson and b-quarks. The task of the MK is to identify the muon and determine its momentum in the magnetic field of the detector by the coordinates of the drift cameras.

The dramatic events of the dropping of the acceptance of the CDF I (in the five-year session RUN I) due to the radiation effect on the detector scintillator have shown that it is necessary to develop detectors with improved parameters.

The developed new-generation muon detector consists of scintillation plates (UPS923A) based on polystyrene of various sizes with additives 2 % PTP, ~0.3 % POPOP and special restorative properties after radiation, the surface of which is thoroughly treated to ensure complete internal reflection of light. In the design of the detector, for the first time, the fiber readout (multifilamentary Y11 fibers of the KURARAY company) was applied to a small-sized photomultiplier (FMP), which has a number of principal advantages compared with conventional reading by polymer-glass light guide:

- less dependence of efficiency on the degradation of the optical properties of the scintillation plate itself, which gives a longer lifetime;
- reduction of the zone of insensitivity due to the compactness of the FEP and the absence of light guide;
- for such a construction, Liouville's theorem is not applicable when light propagates in complex optical systems;
- due to a smaller path of light to fiber, the number of reflections from the surface of the scintillation plate is reduced;
- Small photomultipliers fewer magnetic field, so counters can be located closer to the magnets;
- Small photomultipliers are cheaper than conventional photomultipliers;
- in principle, developing ideas with a fiber optic beam of light can be combined in the process of compilation of the meter of the gluing operation and the manufacture of the scintillator due to the compression of the fiber in the volume of plastic;
- Opens the prospect of using multi-antenna FEPs to read multiple plates, as well as the use of silicon photomultipliers (SiPM).

On the stand (LeCroy QDC2249Q) with cosmic muons, SDC and CDF prototypes could be shown to provide light emitting ~20 photoelectrons (ph.e.) from a scintillation plate up to 3 m in length.

For the first time a method for calibrating scintillation detectors with high accuracy was developed. The method is to use a light-emitting diode and a spectrum fitting with a real response function. Good at χ^2 one of the parameters is an average ph.e. with a small error, which gives the exact price scale of the charging converter. Completes measurement - calibration on space muons. Thus, it is possible to compare different detectors of different sizes, different scintillators and compositions after irradiation. Mathematically, the response function was obtained by the method of characteristic functions and used in the system ROOT (CERN).

Considerable attention was paid to the development of equipment and stands for measuring the parameters of scintillators and finished articles: polymerization equipment, process equipment, blade processing techniques, methods for collecting detectors and testing them in mass production. The developed stands were managed by the LabView (NI) system under the control of the PC.

As a result, it was possible to produce, assemble and test more than 1 thousand detectors and replace the CDF II counters (for the second session RUN II), which increased the acceptance of the installation by 60 %, and the data on the top-quark by two orders of magnitude.

The ATLAS system used an hadron calorimeter to obtain a Level 1 trigger and muon registration. For the first time a calorimeter was developed and studied (9λ nuclear lengths) with a longitudinal arrangement of scintillation plates ("projective geometry"). This made it possible to significantly simplify the composition of the calorimeter and the laying of fibers.

The work of the calorimeter was specially studied (project RD-34) on the SPS (CERN) beams. Data on energy partial permissions are given regarding the ratio of e/h, angular parameters, linearity, energy leakage, etc. A detailed study allowed to optimize the design and obtain a reliable response from the muon (a significant separation from the pedestal).

In addition, it was possible to solve the problem of precise experimental determination of the partial contributions of various types of muon losses in the range of $1 \div 150$ GeV for the first time. Thus, when the muon passes through the passive substance of the hadron calorimeter, it is possible to precisely know the energy of the muon, which is later used in the ATLAS installation in the formation of a hardware trigger.

The effect of the secondary radiation of the colliders on the scintillation detectors is ~ 100 Mrad in $e/\gamma/n$ fields. Detectors should work without replacement ~ 10 years. However, even the most resistant to radiation SCSN-81T (KURARAY) lost 15 % at 2.8 Mrad. The study of the influence of electrons on the prototype of the spaghetti of the electromagnetic calorimeter for the SSC collider on the LUE-2GeV accelerator (NSC KIPT) allowed to detect the degree of power dissipation and its annealing. However, such measurements are very expensive and time-consuming. Therefore, further research was conducted with samples of scintillator materials specially designed for this purpose.

Scintillation compositions were specially studied by the influence of gamma radiation (2.8 Mrad) from the gamma-gun of the Karazin national university. The detailed search (screening) and analysis of the measurement of light source (L), radiation time (τ) and damping length (BAL) revealed the following directions for increasing radiation resistance: optimization of concentration of primary additives, introduction of antiradicals, diffusion amplifiers and stabilizers, purification of the matrix (PS) from impurities, modification of the structure of monomer, synthesis of new polymeric additives. For experimental work, ampoule and air laboratory polymerizers, as well as industrial air polymerization of a large volume (disposable up to 500 kg monomer) were developed. Measurement of the parameters was carried out on a spectrophotometer (SPECORD at a length of 440 nm) and an amplitude analyzer (NAA-1024) with a special light collector, which made it possible to isolate the monochromatic

peak from the electron source (Cs-137) with a statistical error of no more than 2 %.

Thus, the combination of the improved UPS923 scintillator and improved design parameters of the detector provided the work of the muon system CDF II in the second session at Tevatron.

The scientific originality of the results obtained is determined by the following:

- the muon system was first created on the basis of large-scale scintillation counters of the new generation with spectrometric fibers (used for the installation of CDF II, on the Tevatron collider in FNAL);

- For the first time a new method for collecting light from a large scintillation detector was developed for a compact photodetector, the formula for converting the response spectrum of a real photomultiplier and the software codes for these purposes based on ROOT (applied on measuring stands) were obtained analytically;

- A full-scale prototype of a combined hadron calorimeter has been created that made it possible to identify muons and measure their parameters, which for the first time carried out precise measurements of total energy loss of the muon in a substance in the range of $1 \div 150$ GeV (used for ATLAS mounting on the LHC collider);

- The data on radiation properties, long-term stability of the parameters of new scintillation materials and scintillating additives for work under conditions of large radiation loads on modern colliders (used for SSC, SPS, LHC, Tevatron, Nuclotron colliders) were obtained.

The practical value of the results.

The full-scale muon system CDF II (2002 ÷ 2015) was put into operation, which made it possible to increase the statistics of a set of events with a top

quark up to $318 \text{ } \pi\text{б}$ and achieve the most accurate determination of the mass of the t-quark $M_{\text{top}} = 173,5 \pm 3,6 \text{ (стат.) } \text{ГeB/c}^2$ in the deconstruction channel "lepton + jet" and $M_{\text{top}} = 170,1 \pm 6,0 \text{ (стат.) } \pm 4,1 \text{ (сист.) } \text{ГeB/c}^2 \text{ GeV} / c^2$ in the channel "Dilepton".

The possibility of measuring the parameters of muons with hadronic calorimeters and the loss of muons in a substance in the range $1 \div 150 \text{ GeV}$ has been experimentally demonstrated.

The experimental data obtained from the calibration and testing of the RD-34 prototype were included in the programs for the reconstruction of parameters of the hadron calorimeter of the ATLAS installation, and also allowed to improve the identification of the muons and calculate their parameters with maximum accuracy.

The data obtained in the development of the muon system CDF II data, the experimental methods, and the design solutions will allow the further development of highly efficient scintillation counters for long-term work in the radiation fields of colliders.

Key words: collider, top quark, asceptans, hadron calorimeter, muon system, scintillation counter, radiation load, light guide, decay length, photomultiplier.

ПУБЛІКАЦІЇ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. S.V.Afanasiev, Yu.S.Anisimov, V.I.Kolesnikov, **V.E.Kovtun**, A.I.Malakhov, A.A.Nemashkalo, A.Para, V.E.Popov, Yu.N.Ranjuk, S.G.Reznikov, E.N.Tsyganov, P.I.Zarubin, A.E.Zatserklyanyi. **Radiation Hardness Tests of a Scintillating Fiber Calorimeter Module**

// **JINR Rapid Communications. –1991. – № 5(51). – P. 38÷41.**

(Дисертант брав участь у експериментальному дослідженні ЕМ калориметра у пучках електронів на ЛУЕ-2 ГеВ).

2. Ю.С. Анисимов, С.В.Афанасьев, В.К.Бондарев, И.Г.Голутвина, О.В.Егоров, А.Ф.Елишев, Л.Я.Жильцова, П.И.Зарубин, **В.Е.Ковтун**, В.И.Колесников, В.А.Кузнецов, А.Г.Литвиненко, А.И.Малахов, Е.Н.Матвеева, Т.Д.Пилипенко, С.Г.Резников, О.Г.Рубина, С.А.Седых, А.Ю.Семёнов, А.Ю.Титов, А.Н.Хренов. **Сцинтилляционный передний спектрометр установки СФЕРА**

// **Краткие сообщения ОИЯИ. Дубна – 1991. – № 5(51) . – с. 23÷37.**

(Дисертант розробив 64-канальний черенковський детектор).

S.V. Afanasiev, Yu.A.Anisimov, V.V.Arkipov, V.V.Balashov, S.N.Bazylev, M.P.Belyakova, A.F.Elishev, D.Enkhbold, A.Yu.Isupov, L.K.Ivanova, A.N.Khrenov, V.A.Kuznetsov, **V.E. Kovtun**, P.Kozma, A.G.Litvinenko, A.I.Malakhov, P.K.Maniakov, G.L.Melkumov, A.S.Nikiforov, V.I.Prokhorov, S.G.Reznikov, A.Yu.Semenov, V.A.Smirnov, V.V.Trofimov, D.V.Uralsky, P.I.Zarubin. **An Experiment on the A-Dependence of the Cross Section for Relativistic Deuteron Fragmentation into Cumulative Pions**

// **Краткие сообщения ОИЯИ. Дубна – 1991. – № 5(51) . – с. 5÷13.**

(Дисертант брав участь у сеансу накопичення експериментальних даних та їх обробці).

S.V. Afanasiev, Yu.A.Anisimov, S.N.Bazylev, J.Chmielewski, O.P.Gavristhuk, I.G.Golutvina, V.I.Ilyushchenko, L.K.Ivanova, V.S.Korolev, **V.E. Kovtun**, V.A.Kuznetsov, A.G.Litvinenko, A.I.Malakhov, D.P.Mikhaev, A.S.Nikiforov, A.N.Parfenov, O.G.Rubina, A.E.Senner, A.V.Piliyar, V.V.Trofimov, D.V.Uralsky, V.S.Stavinsky, I.Zborovsky, L.Ja.Zhiltsova, Yu.I.Titov. **An Experiment to Search Cumulative Muon Pairs with Low Invariant Mass**

// **Краткие сообщения ОИЯИ. Дубна – 1990. – № 7(46) . – с. 6÷18.**

(Дисертант брав участь у сеансу накопичення експериментальних даних та їх обробці).

3. G.Bellettini, J.Budagov, F.Cervelli, I.Chirikov-Zorin, **V. Kovtun**, O.Pukhov, B.Seminojenko, V.Senchishin, S.Tokar, N.Verezub, I.Zaljubovsky, F.Zetti. **Test of long scintillation counters for supercollider detectors**

// SDC Notes. SSC – 1993. – SDC-93-522. – с. 1÷15.

(Дисертант брав участь у вимірюванні параметрів сцинтиляторів).

4. V.Senchishin, V.Koba, O.Korneeva, V.Seminojenko, V. Kovtun, I.Zalubovsky, I.Chirikov-Zorin, J.Budagov, F.Markley, G.Bellettini. New radiation stable and long-lived plastic scintillator for the SSC

// FERMILAB-TM-1866. –November, 1993.

(Дисертант проводив радіаційні вимірювання сцинтиляторів та розробляв стенди).

5. ATLAS: Technical proposal for a general-purpose p-p experiment at the Large Hadron Collider at CERN. ATLAS TDR 14, CERN/LHCC 99-14, 25 May 1999, ATLAS Collaboration.

// CERN-LHCC-94-43. – Dec 1994. – P. 1÷289;

(Дисертант брав участь у розробці проекту адронного калориметру ATLAS).

6. E.N. Bellamy, G.Bellettini, J.Budagov, F.Cervelli, I.Chirikov-Zorin, V. Kovtun, M.Incagli, D.Lucchesi, C.Pagliarone, O.Pukhov, V.Seminozhenko, V.Senchishin, S.Tokar, N.Verezub, I.Zalubovsky, F.Zetti. Test long scintillation counters for supercollider detectors.

// Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 1994. – № 343. – P. 484÷488.

(Дисертантом запропоновано розробку та виготовлення сцинтиляційних прототипів детекторів для CDF II з сцинтилятора UPS-923A, брав участь у тестуванні та калібровочних вимірах параметрів мюонних лічильників).

7. И.И. Залубовский, В.С. Коба, В.Е. Ковтун, А.В. Кузниченко, В.Н. Лебедев, Ф. Марклей, В.Н. Семиноженко, В.Г. Сенчишин. Способы повышения радиационной стойкости сцинтиляторов на основе полистирола // Приборы и техника эксперимента. – 1995. – № 5. – с. 76÷84.

(Дисертант експериментально досліджував образці сцинтиляторів, розробляв стенди, опромінював на гамма-гарматі, обробляв результати).

8. V. Senchishin, F. Markley, V.N. Lebedev, V. Kovtun, V.S. Koba, A.V.Kuznichenko, V.D.Tizkaja, J.A.Budagov, G.Bellettini, V.P.Seminozhenko, I.I.Zalubovsky, I.E.Chirikov-Zorin. A new radiation stable plastic Scintillator // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 1995. – № 364. – P. 253÷257.

(Дисертант брав участь у експериментальному дослідженню образців сцинтиляторів).

9. A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze,

S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin (CERN-JINR RD34 group). **Construction and Performance of an Iron-Scintillator Hadron Calorimeter with Longitudinal Tile Con-figuration. RD-34 Collaboration**

// CERN-LHCC-95-44. – 16 August 1995. – P. 1÷54.

(Дисертант брав участь у розробці технічного проекту адронного калориметру).

10. A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin (CERN-JINR RD34 group). **A measurement of the energy loss spectrum of 150 GeV muons in iron**

// CERN-PPE/ 96-115. – 19 August 1996, P. 1÷25.

(Дисертант брав участь у вимірюванні параметрів калориметру).

11. A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov (CERN-JINR RD34 group). **Response of the ATLAS Tile calorimeter prototype to muons**

// CERN-PPE/96-173. – December 13, 1996. – P. 1÷40.

(Дисертант брав участь у виміру параметрів мюонів в калориметрі).

12. В.А.Арефьев, В.И.Астахов, Б.В.Батюня, В.К.Бирулёв, А.С.Водопьянов, О.П.Гавришук, О.М.Голубицкий, Б.Н.Гуськов, Р.В.Еремеев, И.Г.Косарев, Н.А.Кузьмин, М.Ф.Лихачёв, А.Н.Максимов, Д.П.Михалёв, П.В.Номоконов, А.Н.Прафёнов, Н.В.Славин, А.Г.Федунов, Г.С.Шабратова, В.И.Генчев, Х.Х.Гутброд, Б.Колб, М.Пуршке, **В.Е.Ковтун**, В.Г.Сенчишин. **Zero-degree calorimeter for CERN WA-98 experiment.**

// JINR-5(79)-96. – 1996. – P. 15÷34. Dubna.

(Брав участь у пошуку та виміру стійких до радіації композицій).

13. ATLAS Collaboration (from JINR): A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin,

A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchkov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin. **Results from a combined test of an electromagnetic liquid argon calorimeter with a hadronic scintillating-tile calorimeter**

// **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.** – 1997. – № 387. – P. 333÷351.

(Дисертант брав участь у тестуванні адронного калориметра у пучках SPS).

14. ATLAS Collaboration (from JINR): A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchkov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin. **Response of the ATLAS Tile calorimeter prototype to muons**

// **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.** 1997. – № 388. – P. 64÷78.

(Дисертант брав участь у експериментах по виміру мюонів).

15. RD34 Collaboration (from JINR): A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchkov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin. **A measurement of the energy loss spec-trum of 150 GeV muons in iron**

// **Zeitschrift Für Physik (Z. Phys.)** . – 1997. – С 73. – № 3. – P. 455÷463.

(Дисертант брав участь у тестуванні адронного калориметра у пучках SPS).

16. RD34 Collaboration (from JINR): A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchkov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin. **Results from a new combined test of an electromagnetic liquid argon calorimeter with a hadronic scintillating-tile calorimeter**

// **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.** – 2000. – № 449. – P. 461÷477.

(Дисертант брав участь у дослідженні в пучках SPS прототипу HCAL).

17. A.Artikov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, D.Chokheli, V.Kolomoets, M.Lyblin, O.Pukhov, A.Sissakian, G.Bellettini, F.Chervelli, M.Incagli,

A.Menzione, F.Palmonari, A.Scribano, A.Stefanini, D.Cauz, H.Grassmann, G.Pauletta, L.Santi, G.Introzzi, A.Penzo, M.Iori, B.Grinyov, V.Lebedev, V.Lyubynsky, V.Senchishin, **V. Kovtun**, I.Zaliubovsky, I.Fedorko, S.Tokar, N.Giokaris, A. Manousakis-Katsikakis. **Design and construction of new central and forward muon counters for CDF II**

// **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.** – 2005. – № 538. – P. 358÷371; arXiv:physics/0403079 15 Mar 2004.

(Дисертант брав участь у всіх етапах розробки та виготовлення мюонної системи CDF II).

18. A.Artikov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, D.Chokheli, V.Kolomoets, M.Lyblin, O.Pukhov, A.Sissakian, G.Bellettini, A.Menzione, A.Scribano, G.Pauletta, B.Grinyov, V.Lebedev, V.Lyubynsky, V.Senchishin, **V. Kovtun**, I.Zaliubovsky, S.Tokar, N.Giokaris, A. Manousakis-Katsikakis. **New-Generation large-area muon scintillation counters with wavelength fiber readout for CDF II**

// **Письма в ЭЧАЯ.** – 2006. – Т.3 № 3(132). – С. 81-102.

(Дисертант брав участь у розробці прототипів мюонних лічильників установки CDF II розробці стендів, збірці та тестуванні).

19. V.E. Kovtun. **The model of realistic photomultiplier response.** – //Journal of Kharkiv University, physical series “Nucl., Part., Fields”. – 2011 – issue 4 (52), № 979 – P. 81-85.

(Дисертант знайшов аналітичний вигляд функції відгуку ФЕП).

20. G.A.Kononenko, A.G.Artukh, A.N.Vorontsov, D.A.Kyslukha, S.A.Klygin, **V.E.Kovtun**, Y.M. Sereda, B.Erdemchimeg, V.V.Ostashko, Y.N.Pavlenko. **Detection System of the COMBAS Ftagment Separator**

//**Instuments and Experimental Techniques.** – 2015. – Vol.58. – № 3. – P. 337÷344.

(Дисертант брав участь у дослідженні, розробці та виміру детекторів).

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ.....	22
ВСТУП.....	24
РОЗДІЛ 1. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ПРОБЛЕМИ ДОСЛІДЖЕННЯ РІДКІСНИХ РОЗПАДІВ В КОЛАЙДЕРНИХ ЕКСПЕРИМЕНТАХ	39
1.1 Відкриття тор-кварка на Теватроні у період RUN I	39
1.2 Властивості тор-кварка.....	40
1.3 Комплекс прискорювачів FNAL – Теватрон.....	43
1.4 Модернізація установки CDF II.....	43
1.5 Канали пошуку топ-кварка на CDF II.....	45
1.6 Збільшення аксептанса мюонної системи установки CDF II...	47
1.7 Спектрометр мюонів установки ATLAS.....	48
1.8 Дослідження рідкісних розпадів в експерименті $\mu 2e$	50
Висновки до розділу 1.....	51
РОЗДІЛ 2. РОЗРОБКА І ДОСЛІДЖЕННЯ МЮОННИХ ЛІЧИЛЬНИКІВ НОВОГО ПОКОЛІННЯ.....	52
2.1 Мюонний тригер установки CDF II.....	50
2.2 Проблема збору світла у великих мюонних лічильниках.....	58
2.3 Конструкція прототипу мюонного лічильника CDF II.....	62
2.4 Калібрування спектрометричних каналів в абсолютних одиницях.....	63
2.4.1 Прецизійний вимір сигналів на рівні одноелектронного піку.....	66
2.4.2 Процеси утворення і збору фотоелектронів.....	68
2.4.3 Модель відгуку ідеального фотопомножувача.....	72
2.4.4 Процес електронного множення діодною системою.....	73
2.4.5 Модель відгуку реального фотопомножувача.....	76

2.4.6 Апроксимація функції відгуку фотопомножувача.....	79
2.5 Методика вимірювання малої кількості світла.....	85
2.6 Вимірювання параметрів мюонного детектора.....	86
2.7 Розробка перспективних мюонних детекторів.....	90
2.7.1 Дослідження параметрів SiPM.....	92
2.7.2 Дослідження параметрів зразків сцинтилятора з SiPM зчитуванням.....	98
2.7.3 Калібрування шкали ЗЦП за допомогою SiPM.....	100
2.7.4 Дослідження лічильників з ФЕП SiPM	102
Висновки до розділу 2.....	111
РОЗДІЛ 3. ІДЕНТИФІКАЦІЯ МЮОНІВ НА УСТАНОВЦІ ATLAS...	114
3.1 Можливість реєстрації мюонів адронним калориметром.....	114
3.1.1 Труднощі реалізації Tile-калориметра.....	121
3.1.2 Конструкція Tile-калориметра.....	123
3.2 Дослідження Tile-калориметра колаборацією RD-34 на SPS...	126
3.2.1 Відгук адронного калориметра.....	129
3.2.2 Вимірювання e/π відносини	133
3.2.3 Облік витоків в адронному калориметрі.....	134
3.2.4 Результати тестових випробувань.....	135
3.3 Про розбіжності експериментальних і теоретичних значень втрат мюона в речовині в області енергій $1 \div 150$ GeV.....	136
3.4 Вимір втрат мюона на пучку SPS і порівняння з розрахунками	138
Висновки до розділу 3.....	141
РОЗДІЛ 4. ДОСЛІДЖЕННЯ РАДІАЦІЙНОЇ СТІЙКОСТІ МЮОННИХ ДЕТЕКТОРІВ.....	144
4.1 Проблема радіаційної стійкості коллайдерних детекторів.....	144
4.2 Дослідження прототипу модуля ЕМ-калориметра SSC.....	148

4.3 Розробка апаратури і методик дослідження радіаційно-стій-	
ких пластмасових сцинтиляторів для коллайдерів.....	152
4.4 Способи підвищення радіаційної стійкості сцинтиляторів.....	155
4.4.1 Пошук нових домішок і люмінофорів.....	157
4.4.2 Оптимізація концентрації вторинної домішки.....	159
4.4.3 Оптимізація концентрації первинної домішки.....	160
4.4.4 Ефекти стабілізаторів і підсилювачів дифузії.....	162
Висновки до розділу 4.....	164
ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ.....	167
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	168
ДОДАТОК Список публікацій здобувача за темою дисертації.....	182

Перелік умовних позначень

CM	Стандартна модель елементарних частинок і їх взаємодій
CKM	матриця змішування кварків Кабіббо - Кобаяші - Маскави
FNAL	Національна прискорювальна лабораторія імені Е. Фермі (Fermi National Accelerator Laboratory)
Тэватрон	прискорювальний комплекс FNAL - колайдер у Фермілабе
LHC	Великий адронний колайдер у ЦЕРНі
SSC	Надпровідний суперколайдер
L	світність
CDF II	колаборація CDF II (The Collider Detector At Fermilab Run II)
ATLAS	одна з 2-х основних універсальних установок ЦЕРН (колаборація ATLAS)
RD-34	колаборація у ЦЕРНі по дослідженню сцинтиляційного Tile-калориметра
SPS	суперпротоний синхротрон у ЦЕРНі
СФЕРА	установка ОІЯД з дослідження релятивістських ядер
WA-98	установка ЦЕРН з дослідження релятивістських ядер
t-кварк	топ-кварк, останній шостий кварк, відкритий в 1995 р. на Теватроні
η	псевдошвидкість
МК	мюонний комплекс установки CDF II
ФЕП	фотоелектронний помножувач
SiPM	лавинний фотодіод (фотопомножувач), що працює в гейгерівській моді (можливі назви: MRS APD, MPPC і ін.)
ЛФД	лавинний фотодіод
LED	светлодіод
PDE	квантова ефективність
FWHM	ширина піку на напіввисоті (full width at half maximum)

ЗЧУ	зарядовочутливий підсилювач
ЗЦП	перетворювач заряд-цифра
GEANT	бібліотека програм моделювання фізичних процесів (framework)
ROOT	пакет об'єктно-орієнтованих програм і бібліотек (framework)
LabVIEW	система автоматизації для роботи з апаратурою, зокрема, КАМАК
DAQ	data acquisition system, система збору даних з багатьох каналів установки або стенду під керуванням комп'ютерів
ph.e.	або ф.э., число фотоелектронів, використовується для порівняння фотосенсорів і оцінки якості сцинтиляційних детекторів
BAL	об'ємна довжина загасання в матеріалі сцинтилятора
TAL	технічна довжина загасання в сцинтиляційному виробі
ОСГИ	набір зразкових спектрометричних гамма-джерел
PS	полістирол
PVT	полівінілтолуол
PMMA	поліметилметакрилат
MIP	або m.i.p., мінімально іонізуюча частка (згідно формулі Бете-Блоха)

ВСТУП

На теперішній час СМ - мінімальна модель, заснована на групі калібрувальних симетрій $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ і описує експериментальні дані у фізиці високих енергій. Однак, СМ має близько двадцяти вільних параметрів: константи взаємодій, маси частинок, параметри змішування матриці Каббібо-Кобаяші-Москава, параметри нейтронних осциляцій і ін. Внаслідок чого існує велика кількість теоретичних моделей (суперсиметричних, суперструн, з декількома Хігс-бозона, з додатковими розмірностями та ін.), що розширюють або вирішальних ті чи інші проблеми СМ.

Однак, незважаючи на швидкий їх розвиток, в основному, по експериментальним підставам залишається справедливою СМ. В даний час, прямі пошуки суперчастинок на ЛНС з великою набраною статистикою, вказують на відсутність суперсиметричних партнерів частинок для багатьох варіантів суперсиметричних теорій (наприклад, істотно обмежена область параметрів низькоенергетичної суперсиметрії). Перевірено область мас для глюїно аж до 1.3 TeV, для мас С-кварка – до 700 GeV, для суперчастинок, що не беруть участь в сильних взаємодіях. Відкриття Хігс-бозона і вивчення його властивостей також переконливо підтверджують СМ. Пошук рідкісних розпадів є навіть більш перспективним завданням для нової фізики, ніж пошук суперчастиць безпосередньо. Наприклад, надрідкий розпад B_s -мезонів на мюон-антимюонну пару ($B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$, відкритий колаборацією LHCb в 2013 р.) показує відповідність отриманих експериментальних перетинів розрахунковим, що прямують з СМ.

У 1995 р. на прискорювачі Теватрон (FNAL) було відкрито топ-кварк і тим самим було завершено етап формування трьох поколінь основних частинок СМ, що відкрило нову фізику – фізику топ-кварка. Як процес народження, так процес його розпаду можуть вказувати на нову природу

механізму порушення електрослабкої симетрії. Однак це можна буде зробити після накопичення даних про поляризацію топ-кварка і W-бозона в розпаді $t \rightarrow Wb$, при пошуку рідкісних розпадів топ-кварка і появі нових резонансів з його участю. Цю фізику можна вивчити вже на LHC через гарні можливості інтенсивно народжувати топ-кварки при світності 10 fb^{-1} (вже в перші роки після запуску в період RUN I). З великою інтенсивністю також будуть народжуватися топ-кварки і анти- топ-кварки. Розрахунковий перетин народження топ-кварка на установці ATLAS становить 833 пб, що відповідає появі приблизно 10^5 пар топ-кварків при початковій світності 100 пб^{-1} (або 10^7 пар на рік).

В СМ існує три механізми народження одиночного топ-кварка: t-канальний, за рахунок злиття W-бозона і глюона, кварковий обмін, інші механізми в s-каналі. Тригером появи топ-кварка служить поява електрона, мюона або струменя з великим поперечним імпульсом (з великою відсутньої поперечної енергією). Передбачається вимірювати масу топ-кварка з точністю 1 ГеВ. Уже при світності 1 fb^{-1} на установці ATLAS можливо досліджувати властивості топ-кварка з можливим відхиленням від СМ.

Актуальність створення мюонних детектуючих систем.

Мюонні системи є необхідною частиною тригера першого рівня будь-якої коллайдерної установки, оскільки дозволяють ефективно виділяти досліджувані акти взаємодії елементарних частинок з надмалими перетинами взаємодії при величезному тлі вторинних частинок прискорювача. Це обумовлено високою проникаючою здатністю мюонів, з одного боку, і особливостями конструкцій сучасних мюонних детектуючих систем, з іншого. Тому успіх виконання фізичної програми коллайдерної установки – сучасного спектрометричного комплексу істотно залежить від якості роботи, конструкції та радіаційної

стійкості мюонних лічильників і детекторів. Не останню роль тут відіграє і загальна вартість мюонного комплексу в цілому, що також накладає додаткові умови на можливості його створення.

Дисертація відображає ініціативи і внесок автора в створення мюонних сцинтиляційних лічильників одного з головних спектрометричних комплексів FNAL – установки «The Central Detector at Fermilab» (CDF), включаючи виготовлення, дослідження прототипів і повномасштабної системи лічильників для RUN II CDF. Робота автора була присвячена особливостям мюонної ідентифікації та її реалізації на адронному калориметрі установки ATLAS в ЦЕРНі.

Одна з важливих проблем сучасних і майбутніх коллайдерів – є високе радіаційне навантаження на детектори. У дисертації автором показані шляхи її вирішення стосовно до згаданих вище мюонних систем.

Мета і задачі дослідження. Розробка і створення ефективної мюонної системи спектрометра CDF II, що забезпечує значне збільшення акцептанса установки в радіаційних полях Теватрона не менше 10 років для забезпечення статистичними даними нового напрямку фізики високих енергій - фізики t -кварка. Для досягнення цієї мети необхідно:

- Розробити конструкцію мюонного лічильника різних типорозмірів.
- Розробити методику прецизійного вимірювання параметрів детектора на пролітних мюонів і методику калібрування світловихідів в числах фотоелектронів.
- Розробити та зібрати електронний стенд для визначення параметрів детекторів, в тому числі стенд для тестування сцинтиляційних пластин при їх масовому виробництві в необхідні терміни.
- Побудувати математичну модель реального фотопомножувача (ФЕП). Дослідити збіжність моделі методом монте-карло і порівняти з результатами стендових вимірювань.

Дослідження можливості вимірювання параметрів мюона в адронному калориметр установки ATLAS.

- Провести експериментальне вивчення енергетичних втрат мюона і вимір частки різних вкладів втрат енергій в повні втрати мюона в діапазоні енергій $1.5 \div 150.0$ GeV.

Визначити можливість довготривалої роботи великих детекторів в радіаційних полях коллайдерів і розробити стійкі до радіації детектори для коллайдерних експериментів. Для досягнення цієї мети необхідно:

- Виробити принципи створення радіаційно-стійких детекторів.
- Знайти хімічні добавки, що поліпшують радіаційну стійкість пластмасових сцинтиляторів, досліджувати процеси старіння і відновлення властивостей матеріалів пластмасових сцинтиляторів з часом.
- Розробити засоби вимірювань і методики дослідження радіаційної стійкості пластмасових сцинтиляторів.

Наукова новизна отриманих результатів. Завдяки розробці і створенню повномасштабної системи мюонних лічильників нового покоління розпочато новий напрям у фізиці високих енергій: фізика t-кварків, прецизійний вимір маси t-кварків, спіна, мод розпадів і т.д.

Вперше розроблено конструкцію мюонного детектора великої площі з волоконним зніманням сигналу на малогабаритний ФЕП, що було використано на установці CDF II. Вперше розроблена методика калібрування фотоприймачів. Отримана нова функція фітирування фотоприймачів для прецизійного визначення їх характеристик. Розроблено комп'ютерні програми в системі ROOT для фітіровання реальних спектрів. Розроблено стенди для прецизійних вимірювань параметрів великих детекторів. Розроблено та досліджено прототипи лічильників для

установок $\mu 2e$ і COMBAS з волоконним зчитуванням на кремнієві фотопомножувачі.

Експериментально отримано вихід калориметра в 64 ф.е./ГеВ, що дає можливість виділити мюон з шуму (п'єдесталу). Експериментально вивчено різні механізми енергетичних втрат мюона шляхом прецизійного вимірювання частки різних вкладів втрат енергій в повні втрати мюона в діапазоні енергій $2 \div 300$ ГеВ, які добре узгоджуються з обчисленнями: Кельнера и Котова – для процесу народження пар, Баба, Цая – для вкладу електронного розсіювання, Петрухина и Шестакова – процесів гальмівного випромінювання.

Знайдено нові добавки, що поліпшують радіаційну стійкість пластмасових сцинтиляційних детекторів на основі полістирольної матриці. Розроблено нові підходи до проблеми радіаційностійких детекторів, які втілилися при створенні детекторів установок CDF II і ATLAS.

Практичне значення отриманих результатів. Розроблено, виготовлено понад 1000 мюонних лічильників для установки CDF II і, тим самим, показана можливість використання волоконного знімання для детекторів великої площі на малогабаритний фотоумножувач, що дозволяє з ефективністю практично 100 % реєструвати пролітну (m.i.p.) частинку з усією довжини детектора будь-якого типорозміру. Після запуску мюонною системою установки CDF II на протязі 2002-2010 р.р. набрана найбільша на сьогоднішній день статистика по топ-кварку, що дозволило виміряти масу топ-кварка і масу W-бозона з найкращого в світі точністю, що в свою чергу визначило масу хіггс-бозона. Ці дані дозволять розвивати Стандартну модель - основну реалістичну модель сучасної фізики частинок і фізики високих енергій, а також удосконалювати експериментальну техніку.

Зібрані стенди для прецизійного вимірювання характеристик великих детекторів. Розроблено повномасштабний прототип комбінованого адронного калориметра установки ATLAS і отримані його характеристики в пучках. Отримані експериментальні дані з калібрування і тестування прототипу модуля адронного калориметра увійшли в програми з реконструкції параметрів реєстрованих частинок адронного калориметра установки ATLAS. Вперше виміряні енергетичні втрати мюонів в речовині в області $2\div 300$ ГеВ. Показана можливість ідентифікації мюона адронним калориметром установки ATLAS, що дозволило більш жорстко формувати мюонний тригер за рахунок знання втраченої в абсорбере енергії.

Досліджено нові радіаційностійки сцинтилюючі добавки, і нові композиції, показані шляхи підвищення радіаційної стійкості, в тому числі і за рахунок конструктивних особливостей мюонних детекторів.

Зв'язок роботи з науковими програмами. Результати, які лягли в основу дисертації, отримані при виконанні комплексної програми за планом наукових робіт ХНУ імені В.Н. Каразіна «Структура атомних ядер і фізика процесів, викликаних сильними, електромагнітними і слабкими взаємодіями» (номера реєстрації ДР № 0100U003297, ДР № 0103U004185, ДР № 0106U003138), «Структурні ефекти в сильних і електромагнітних взаємодіях та особливості радіаційного впливу та наноструктури» (ДР № 0115U000474), «Рідкісні ядерні процеси і розпади, спектроскопія розпадів та структура ядер» (ДР № 0115U000473). Дисертаційна робота виконана в Харківському національному університеті імені В.Н. Каразіна відповідно до планових бюджетних тем кафедри експериментальної ядерної фізики фізико-технічного факультету, в яких автор брав участь безпосередньо як керівник або відповідальний виконавець, а також згідно з протоколами про співпрацю з ОІЯД, договорами про співпрацю з ННЦ ХФТІ, ФТІНТ, ІПМ, ХАІ, НТК Інститут монокристалів, ХЗХР, ХАЗ.

Частина роботи була виконана в Об'єднаному інституті ядерних досліджень (ОІЯД, м Дубна), де автор працював за контрактом, і в Міжнародному центрі ядерних досліджень (CERN).

Апробація роботи. За матеріалами дисертації зроблено доповіді на семінарах колаборацій CDF II, ATLAS, RD-34, СФЕРА, $\mu 2e$, WA-98, міжнародних конференціях, опубліковані статті в реферованих журналах і працях відповідних конференцій.

Основні результати роботи доповідалися на науково-методичних семінарах Лабораторії високих енергій ОІЯД (ЛВБ ОІЯД), Лабораторії ядерних проблем ОІЯД (ЛЯП ОІЯД), регулярних нарадах мюонною групи CDF і калориметричній групі ATLAS, конференціях: X International Seminar on High Energy Physics Problems, 24-29 September, 1990, Dubna, Russia; 4th International Conference on Calorimetry in High-energy Physics, La Biodola, 19-25 September, Isola d'Elba, Italy, 1993; International Conference on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Structure, Dubna, 1993; Conference on New Developments in Photodetection, BEAUNE'96, 24-28 Jun 1996, Beaune, France; 8th International Conference on Calorimetry in High Energy Physics, 13-19 Jun 1999, Lisbon, Portugal; «ICMAPT-2008», 16-21 листопада, 2008, м. Харків, Україна; The 2-nd International Conference "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy. NPAE-2008" , June 9-15, 2008, Kyiv, Ukraine; Workshop "Mesons and Related Topics" February 11-16, 2008, at the IST, Lisbon, Portugal; 59 International Meeting on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Structure. "NUCLEUS 2009", June, 15-19, 2009, Cheboksary, Russia; International Symposium On Exotic Nuclei, Conference date: 28 September–2 October 2009, Sochi, Russia; XI Конференція з фізики високих енергій, ядерної фізики і прискорювачів (11 - 15 березня 2013 г.), м. Харків; XVII (2004), XIX (2008), XXI (2012) International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems.

Публікації. Всього за темою дисертації опубліковано 20 робіт. З них основні результати опубліковані у 10 реферованих наукових виданнях [6÷8,13÷19], а решта: видання ОІЯД [1,2,12], arXiv [17], SSC [3], FNAL [4], CERN [5,9÷11].

У дисертації узагальнено результати робіт, виконаних автором в 1982-2015 рр. в ХНУ імені В. Н. Каразіна, ОІЯД (ЛВТА, ЛВЕ, ЛЯП), CERN, FNAL. За цикл робіт по мюонною системі CDF II присуджено першу премію ОІЯД (1999) за роботу «Детектори на основі пластичних сцинтиляторів» (№ 2483).

За темою дисертації опубліковано 20 робіт:

1. S.V.Afanasiev, Yu.S.Anisimov, V.I.Kolesnikov, **V.E.Kovtun**, A.I.Malakhov, A.A.Nemashkalo, A.Para, V.E.Popov, Yu.N.Ranjuk, S.G.Reznikov, E.N.Tsyganov, P.I.Zarubin, A.E.Zatserklyanyi. **Radiation Hardness Tests of a Scintillating Fiber Calorimeter Module // JINR Rapid Communications. – 1991. – № 5(51). – Р. 38÷41.**

(Дисертант брав участь у експериментальному дослідженні ЕМ калориметра у пучках електронів на ЛУЕ-2 ГеВ).

2. Ю.С. Анисимов, С.В.Афанасьев, В.К.Бондарев, И.Г.Голутвина, О.В.Егоров, А.Ф.Елишев, Л.Я.Жильцова, П.И.Зарубин, **В.Е.Ковтун**, В.И.Колесников, В.А.Кузнецов, А.Г.Литвиненко, А.И.Малахов, Е.Н.Матвеева, Т.Д.Пилипенко, С.Г.Резников, О.Г.Рубина, С.А.Седых, А.Ю.Семёнов, А.Ю.Титов, А.Н.Хренов. **Сцинтилляционный передний спектрометр установки СФЕРА // Краткие сообщения ОИЯИ. Дубна – 1991. – № 5(51) . – с. 23÷37.**

(Дисертант розробив 64-канальний черенковський детектор).

S.V. Afanasiev, Yu.A.Anisimov, V.V.Arhipov, V.V.Balashov, S.N.Bazylev, M.P.Belyakova, A.F.Elishev, D.Enkhbold, A.Yu.Isupov, L.K.Ivanova, A.N.Khrenov, V.A.Kuznetsov, **V.E. Kovtun**, P.Kozma, A.G.Litvinenko, A.I.Malakhov, P.K.Maniakov, G.L.Melkumov, A.S.Nikiforov, V.I.Prokhorov, S.G.Reznikov, A.Yu.Semenov, V.A.Smirnov, V.V.Trofimov, D.V.Uralsky,P.I.Zarubin. **An Experiment on the A-Dependence of the Cross Section for Relativistic Deuteron Fragmentation into Cumulative Pions // Краткие сообщения ОИЯИ. Дубна – 1991. – № 5(51) . – с. 5÷13.**

(Дисертант брав участь у сеансу накопичення експериментальних даних та їх обробці).

S.V. Afanasiev, Yu.A. Anisimov, S.N. Bazylev, J. Chmielewski, O.P. Gavristhuk, I.G. Golutvina, V.I. Ilyushchenko, L.K. Ivanova, V.S. Korolev, **V.E. Kovtun**, V.A. Kuznetsov, A.G. Litvinenko, A.I. Malakhov, D.P. Mikhaev, A.S. Nikiforov, A.N. Parfenov, O.G. Rubina, A.E. Senner, A.V. Piliyar, V.V. Trofimov, D.V. Uralsky, V.S. Stavinsky, I. Zborovsky, L.Ja. Zhiltsova, Yu.I. Titov. **An Experiment to Search Cumulative Muon Pairs with Low Invariant Mass** // **Краткие сообщения ОИЯИ. Дубна – 1990. – № 7(46) . – с. 6÷18.**

(Дисертант брав участь у сеансу накопичення експериментальних даних та їх обробці).

3. G. Bellettini, J. Budagov, F. Cervelli, I. Chirikov-Zorin, **V. Kovtun**, O. Pukhov, B. Seminojenko, V. Senchishin, S. Tokar, N. Verezub, I. Zaljubovsky, F. Zetti. **Test of long scintillation counters for supercollider detectors** // **SDC Notes. SSC – 1993. – SDC-93-522. – с. 1÷15.**

(Дисертант брав участь у вимірюванні параметрів сцинтиляторів).

4. V. Senchishin, V. Koba, O. Korneeva, V. Seminojenko, **V. Kovtun**, I. Zalubovsky, I. Chirikov-Zorin, J. Budagov, F. Markley, G. Bellettini. **New radiation stable and long-lived plastic scintillator for the SSC** // **FERMILAB-TM-1866. – November, 1993.**

(Дисертант проводив радіаційні вимірювання сцинтиляторів та розробляв стенди).

5. **ATLAS: Technical proposal for a general-purpose p-p experiment at the Large Hadron Collider at CERN. ATLAS TDR 14, CERN/LHCC 99-14, 25 May 1999, ATLAS Collaboration. // CERN-LHCC-94-43. – Dec 1994. – P. 1÷289;**

(Дисертант брав участь у розробці проекту адронного калориметру ATLAS).

6. E.N. Bellamy, G. Bellettini, J. Budagov, F. Cervelli, I. Chirikov-Zorin, **V. Kovtun**, M. Incagli, D. Lucchesi, C. Pagliarone, O. Pukhov, V. Seminozhenko, V. Senchishin, S. Tokar, N. Verezub, I. Zaljubovsky, F. Zetti. **Test long scintillation counters for supercollider detectors. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 1994. – № 343. – P. 484÷488.**

(Дисертантом запропоновано розробку та виготовлення сцинтиляційних прототипів детекторів для CDF II з сцинтилятора UPS-923A, брав участь у тестуванні та калібровочних вимірах параметрів мюонних лічильників).

7. И.И. Залюбовский, В.С. Коба, **В.Е. Ковтун**, А.В. Кузниченко, В.Н. Лебедев, Ф. Марклей, В.Н. Семиноженко, В.Г. Сенчишин. **Способы повыше-**

ния радиационной стойкости сцинтилляторов на основе полистирола // Приборы и техника эксперимента. – 1995. – № 5. – с. 76÷84.

(Дисертант експериментально досліджував образці сцинтиляторів, розробляв стенди, опромінював на гамма-гарматі, обробляв результати).

8. V. Senchishin, F. Markley, V.N. Lebedev, V. Kovtun, V.S. Koba, A.V.Kuznichenko, V.D.Tizkaja, J.A.Budagov, G.Bellettini, V.P.Seminozhenko, I.I.Zalubovsky, I.E.Chirikov-Zorin. A new radiation stable plastic Scintillator // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 1995. – № 364. – P. 253÷257.

(Дисертант брав участь у експериментальному дослідженню образців сцинтиляторів).

9. A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, S.Kakurin, V.Kolomoets, V.Kovtun, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin (CERN-JINR RD34 group). Construction and Performance of an Iron-Scintillator Hadron Calorimeter with Longitudinal Tile Con-figuration. RD-34 Collaboration // CERN-LHCC-95-44. – 16 August 1995. – P. 1÷54.

(Дисертант брав участь у розробці технічного проекту адронного калориметру).

10. A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, V.Kolomoets, V.Kovtun, V.Kukhtin, A.Lebedev, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin (CERN-JINR RD34 group). A measurement of the energy loss spectrum of 150 GeV muons in iron // CERN-PPE/ 96-115. – 19 August 1996, P. 1÷25.

(Дисертант брав участь у вимірюванні параметрів калориметру).

11. A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, V.Kovtun, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov (CERN-JINR RD34 group). Response of the ATLAS Tile calorimeter prototype to muons // CERN-PPE/96-173. – December 13, 1996. – P. 1÷40.

(Дисертант брав участь у виміру параметрів мюонів в калориметрі).

12. В.А.Арефьев, В.И.Астахов, Б.В.Батюня, В.К.Бирулёв, А.С.Водопьянов, О.П.Гавришук, О.М.Голубицкий, Б.Н.Гуськов, Р.В.Еремеев, И.Г.Косарев, Н.А.Кузьмин, М.Ф.Лихачёв, А.Н.Максимов, Д.П.Михалёв, П.В.Номоконов, А.Н.Прафёнов, Н.В.Славин, А.Г.Федунов, Г.С.Шабратова, В.И.Генчев, Х.Х.Гутброд, Б.Колб, М.Пуршке, **В.Е.Ковтун**, В.Г.Сенчишин. **Zero-degree calorimeter for CERN WA-98 experiment.** // JINR-5(79)-96. – 1996. – P. 15÷34. Dubna.

(Брав участь у пошуку та виміру стійких до радіації композицій).

13. ATLAS Collaboration (from JINR): A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin. **Results from a combined test of an electromagnetic liquid argon calorimeter with a hadronic scintillating-tile calorimeter** // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 1997. – № 387. – P. 333÷351.

(Дисертант брав участь у тестуванні адронного калориметра у пучках SPS).

14. ATLAS Collaboration (from JINR): A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin. **Response of the ATLAS Tile calorimeter prototype to muons** // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 1997. – № 388. – P. 64÷78. (Дисертант брав участь у експериментах по виміру мюонів).

15. RD34 Collaboration (from JINR): A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin. **A measurement of the energy loss spec-trum of 150 GeV muons in iron** // Zeitschrift Für Physik (Z. Phys.) . – 1997. – С 73. – № 3. – P. 455÷463.

(Дисертант брав участь у тестуванні адронного калориметра у пучках SPS).

16. RD34 Collaboration (from JINR): A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, V.Kolomoets,

V.Kovtun, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin. Results from a new combined test of an electromagnetic liquid argon calorimeter with a hadronic scintillating-tile calorimeter // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 2000. – № 449. – P. 461÷477.

(Дисертант брав участь у дослідженні в пучках SPS прототипу HCAL).

17. A.Artikov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, D.Chokheli, V.Kolomoets, M.Lyblin, O.Pukhov, A.Sissakian, G.Bellettini, F.Chervelli, M.Incagli, A.Menzione, F.Palmonari, A.Scribano, A.Stefanini, D.Cauz, H.Grassmann, G.Pauletta, L.Santi, G.Introzzi, A.Penzo, M.Iori, B.Grinyov, V.Lebedev, V.Lyubynsky, V.Senchishin, V. Kovtun, I.Zaliubovsky, I.Fedorko, S.Tokar, N.Giokaris, A. Manousakis-Katsikakis. Design and construction of new central and forward muon counters for CDF II // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 2005. – № 538. – P. 358÷371; arXiv:physics/0403079 15 Mar 2004.

(Дисертант брав участь у всіх етапах розробки та виготовлення мюонної системи CDF II).

18. A.Artikov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, D.Chokheli, V.Kolomoets, M.Lyblin, O.Pukhov, A.Sissakian, G.Bellettini, A.Menzione, A.Scribano, G.Pauletta, B.Grinyov, V.Lebedev, V.Lyubynsky, V.Senchishin, V. Kovtun, I.Zaliubovsky, S.Tokar, N.Giokaris, A. Manousakis-Katsikakis. New-Generation large-area muon scintillation counters with wavelength fiber readout for CDF II // Письма в ЭЧАЯ. – 2006. – Т.3 № 3(132). – С. 81-102.

(Дисертант брав участь у розробці прототипів мюонних лічильників установки CDF II розробці стендів, збірці та тестуванні).

19. V.E. Kovtun. The model of realistic photomultiplier response. – Journal of Kharkiv University, physical series “Nucl., Part., Fields” // 2011. – issue 4 (52), № 979 – P. 81-85.

(Дисертант знайшов аналітичний вигляд функції відгуку ФЕП).

20. G.A.Kononenko, A.G.Artukh, A.N.Vorontsov, D.A.Kyslukha, S.A.Klygin, V.E.Kovtun, Y.M. Sereda, B.Erdemchimeg, V.V.Ostashko, Y.N.Pavlenko. Detection System of the COMBAS Ftagment Separator // Instruments and Experimental Techniques. – 2015. – Vol.58. – № 3. – P. 337÷344.

(Дисертант брав участь у дослідженні, розробці та виміру детекторів).

Особистий внесок. Автор запропонував і обґрунтував в рамках особистої ініціативи колаборації CDF II і ATLAS ідею організувати повномасштабні дослідження матеріалів сцинтиляторів нового покоління на базі харківських інститутів і підприємств. Автор був відповідальним виконавцем цих робіт. Результати роботи були оцінені першою премією ОІЯД (м Дубна). Особистий внесок автора полягає в розробці, монтажі, налаштуванні мюонних детекторів і калориметр, розробці експериментальних стендів для дослідження і калібрування матеріалів детекторів і самих детекторів, обробці експериментальних даних.

Автор отримав аналітично нову формулу для фітінгів спектра фотоумножителя при його калібруванні від світлового імпульсного джерела.

Автор розробив і виготовив 64-канальний твердотільний черенковський годоскоп установки СФЕРА для поділу e , μ , π -частинок в діапазоні імпульсів $0,5 \div 2,0$ Гев/с.

Автор брав участь в дослідженні сцинтиляційних лічильників, обробці експериментальних спектрів, калібрування експериментальних стендів, розробці їх конструкції, організації технологічного процесу полімеризації і механічної обробки при масовому виробництві сцинтиляційних балок.

Автор брав участь у вимірах параметрів опромінених сцинтиляційних зразків і в обробці експериментальних даних.

Автор брав участь у сеансах опромінення модуля електромагнітного spragetti-калориметр в пучках електронів прискорювача ЛУЕ-2Гев у ННЦ ХФТІ.

Автор брав участь у розробці прототипу адронного модуля установки ATLAS, обробці і аналізі експериментальних даних, отриманих при випробуваннях модуля в пучках частинок прискорювача SPS CERN.

Дисертація складається зі вступу, чотирьох розділів основного тексту і висновків, всього на xxx сторінок. Список цитованої літератури складається з xxx посилань. Ілюстрації включають xxx малюнків і xxx таблиць.

У першому розділі наводяться елементи Стандартної моделі, що відносяться до фізики важких кварків. Розглядаються особливості реєстрації топ-кварка і моди розпадів, що призвели до його відкриття, методи реконструкції розпадів. Основна увага приділяється мюонним сигнатурам важких кварків існуючих і майбутніх експериментів, розглядаються шляхи збільшення набору статистики по топ-кварку. Основна увага присвячена значній ролі мюонних детекторів на установках CDF II і ATLAS.

У другому розділі наводиться опис прискорювального комплексу Теватрон (FNAL) установки CDF II і мюонною системи, в розробці і створенні якої автор брав безпосередню участь. Робиться аналіз експериментальних можливостей реєстрації важких кварків на установці CDF II після її удосконалення. Основну увагу приділено методичним роботам по створенню мюонного комплексу, тестування сцинтиляційних детекторів, методам прецизійної калібрування і теорії фотоприймачів, розрахункам функції фітінгування спектра фотоприймачів.

Розглядаються фотоприймачі нового покоління – кремнієві фотопомножувачі і можливості їх застосування в мюонних лічильниках на ILC і в установці $\mu 2e$ (FNAL).

Третій розділ присвячен одній з важливих завдань адронної калориметрії установки ATLAS – питань ідентифікація мюонів і виміру їх енергетичних втрат при проходженні мюона через калориметричну систему і залізне ярмо магнітів для поліпшення визначення енергії мюона в мюоні спектрометрі. Розглядаються роботи в колаборації RD-34 по повномасштабного калібрування прототипу адронного модуля установки

ATLAS і можливості виділення мюона, що використовувався в якості тригера по реєстрації топ-кварка.

У четвертому розділі увагу приділено роботам з вивчення радіаційної стійкості матеріалів мюонних детекторів нового покоління. Описуються методика дослідження параметрів матеріалів, створене обладнання та стенди, результати отримання нових матеріалів для детекторів нового покоління.

У Висновках надано основні результати дисертації. Робиться акцент на повному виконанні поставлених експериментальних завдань у створенні повномасштабних мюонних детекторів і систем для сучасних коллайдерів, впровадження отриманих результатів на установках CDF II (FNAL) і ATLAS (CERN), що, в свою чергу, призвело до просування нової фізики топ-кварка.

РОЗДІЛ 1. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ПРОБЛЕМИ ДОСЛІДЖЕННЯ РІДКІСНИХ РОЗПАДІВ В КОЛАЙДЕРНИХ ЕКСПЕРИМЕНТАХ

1.1 Відкриття топ-кварка на Теватроні у період RUN I

Після двадцятирічних пошуків в 1995 році на установці колаборації CDF на pp^- -колайдері Теватрон (FNAL) було зроблено відкриття t -кварка [1,3,4], що дало пряме експериментальне підтвердження Стандартної моделі [2] і відкрило нові можливості досліджень в кварковій фізики [13]. Незважаючи на найбільшу в світі світність в $10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ і енергію взаємодії в системі центру мас $\sqrt{s}=1,80 \text{ ТэВ}$ на той момент статистичні дані за 1992-1995 роки (RUN I) спостережень становили всього кілька десятків подій [13,14]. Тому для статистичної забезпеченості дані були об'єднані з результатами другого експерименту Фермілабі – DØ [5,7]. Причини такої недостатньо ефективною багаторічної роботи склалися не тільки в складності самої задачі відкриття топ-кварка, але і в особливостях функціонування установок на колайдері FNAL. Сформована на той момент ситуація буде детально розглянута в подальшому.

Існуючі на сьогоднішній день теоретичні моделі (суперсиметрії [15, 16], техніцвета [17], нової $U(1)$ - симетрії [18,21], кольорового топ-кварка [19], топ-кварк-солітонов [20,22÷24] и т.д.) передбачують появу «нової фізики» в області $100 \div 200 \text{ ГэВ}/c^2$ за масовою шкалою. Однак, на сьогодні в експериментах на ЛНС їх передбачення ніяк експериментально не проявилися, тобто не було знайдено відхилень від Стандартної моделі (СМ).

Тривалий період пошуків топ-кварка [13,14] був обумовлений тим, що відсутні будь-які апріорні вказівки на можливу величину його маси. Пов'язані стану топ-антітоп (за аналогією з J/Ψ і Y частинками) шукали ще

на електрон-позитронного колайдерах PEP (SLAC) і PETRA (DESY). Передбачалося, що маса топ-кварка в три рази важче маси b-кварка (як і в співвідношенні мас між c- і s-кварками). Нові адронні стани не були знайдені. Подальші пошуки здійснювалися на протон-антипротонному колайдері SPS (ЦЕРН), де були відкриті W- і Z-бозони. Уточнення їх маси на e^+e^- -колайдерах LEP (ЦЕРН) і SLD (SLAC) до 20 % точності дозволив знайти обмеження на нижню межу маси топ-кварка.

Протягом RUN I на установках Теватрона крім маси топ-кварка були виміряні також перетину народження пар топ-кварк-антикварк $t\bar{t}$ [13], кінематичні властивості цих розпадів [6]. Проведені тести CM за допомогою вивчення мод розпадів W через t-кварк, спінові кореляції в $t\bar{t}$ -розпаді [8,9], електрослабкої розпади t-кварков [10], народження одиночного топ-кварка [11,12] та інші. Однак, точність отриманих результатів залишала бажати кращого, оскільки істотно була обмежена статистикою вимірювань.

Запуск LHC (CERN) з світністю L на два порядки більше, ніж на Теватрон, дозволив дуже детально вивчити топ-кварк [25,26,28].

На той момент надзвичайно корисним було б дослідити фізику t кварка до запуску установок ATLAS і CMS. Добре це розуміючи, членами колаборацій CDF и DØ було прийнято рішення змінити фізичну програму на Теватрон (RUN II), що, своєю чергою, призвело до заміни і вдосконалення цілого ряду детектуючих систем CDF II (upgrade). Серед них - мюонний комплекс (МК).

1.2 Властивості топ-кварка

Топ-кварк є унікальною точкової часткою з дуже великою масою (приблизно рівній масі атома ренію) і природа його існування ще досі не зовсім ясна. Його маса (174 GeV) в 35 разів важче b-кварка [27,29].

Відкриття t -кварка дозволило обмежити можливий розкид в масі СМ Н-бозона (через радіаційні поправки), а також накласти обмеження на маси суперсиметричних частинок. З теоретичної (квантової) точки зору топ-кварк необхідний в СМ, оскільки його введенням забезпечується скорочення так званих кіральних аномалій при одночасному обліку вкладів всіх кварків і лептонів. Розрахунки показують, що час життя t -кварка $\tau_{\text{top}} \approx 4 \cdot 10^{-25}$ с (ширина розпаду $\Gamma_{\text{top}} \approx 1,6$ ГєВ). Це означає, що він не бере участі в ефектах адронізації, що дає унікальну можливість вивчати сектор «голих» кварків. Його розпади є чисто слабкими (V-A взаємодія), дозволяючи вивчити «чистий» електрослабкої сектор кварків [28].

З СМ виникає, що розпад топ-кварка може здійснюватися на W-бозон і один з d , s , b -кварк [26,30,78]. Елементи матриці Кабіббо-Кабаяши-Маскави (СКМ) так влаштовані, що основним елементом є $|V_{tb}| \sim 1$. При цьому СКМ амплітуди розпадів мод (branching fractions) $t \rightarrow Wd$, $t \rightarrow Ws$ сильно пригнічені, так що фактично єдиним каналом є розпад $t \rightarrow Wb$ (99,8 %), який і враховується при статистичному аналізі. Тому основна мода розпаду топ-кварка доводиться на розпад через W-бозон і b -кварк, ширина цього каналу має вигляд [28]:

$$\Gamma(t \rightarrow Wb) = |V_{tb}|^2 \cdot \frac{G_F \cdot M_{\text{top}}^3}{8 \cdot \pi \cdot \sqrt{2}} \cdot \left(1 - \frac{M_W^2}{M_{\text{top}}^2}\right)^2 \cdot \left(1 + 2 \cdot \frac{M_W^2}{M_{\text{top}}^2}\right) \cdot \left[1 - \frac{2 \cdot \alpha_s}{3 \cdot \pi} \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi^2}{3} - \frac{5}{2}\right)\right], \quad (1.1)$$

де M_W – маса W-бозона; G_F – постійна Фермі; M_{top} – маса топ-кварка; α_s – постійна сильної взаємодії.

Таким чином, експериментально, більш ймовірно буде виявлення t -кварка в процесах парного народження, що обумовлено сильною взаємодією.

Топ-кварки народжуються в колайдерних експериментах за допомогою двох механізмів: накопичення пар-кварків через сильну взаємодію і

одиначне народження топ-кварка через обмін W-бозоном. Лідируючі феймановські діаграми першого процесу показані на рис. 1.1. W-бозон розпадається по лептонним модам (з реєстрацією e^+ і μ^+) і кварковим модам (з реєстрацією струменів). При цьому нейтрино йдуть з процесу, даючи сумарний втрачений поперечний імпульс. лептонний канал ($W \rightarrow l\nu$) становить приблизно 33 % всіх розпадів, а адронний канал ($W \rightarrow qq'$) – 67 %. Мода, в якій один з W-бозонів розпався по лептонного каналу, а другий W-бозон по адронному каналу, називається «лептон-струменевий» канал (рис. 1.1).

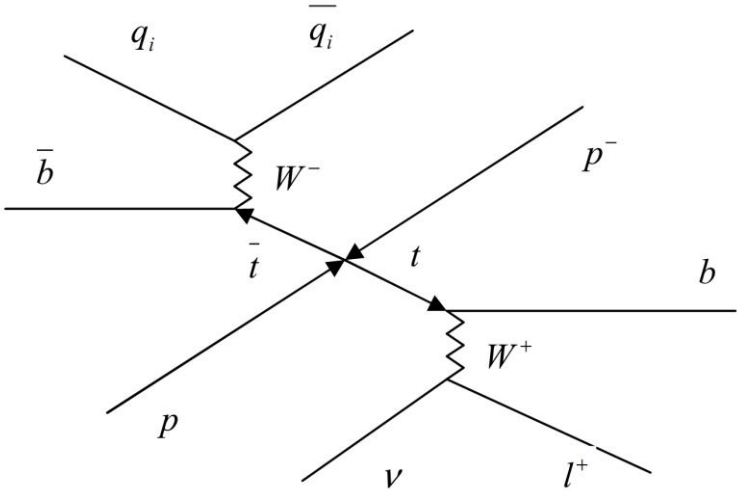


Рис. 1.1. Народження пари топ-кварк-антікварк через лептон-струменевий канал
Вона становить приблизно 44 % від всіх розпадів $t\bar{t}$ -пар:

Таблиця 1.1 Канали розпадів $t\bar{t}$ -пар.

Decay channel	W boson decays		Branching fraction [%]
dilepton	$l\nu_1$	$l\nu_1$	10
lepton + jets	$q\bar{q}$	$l\nu_1$	44
all-jets	$q\bar{q}$	$q\bar{q}$	46

$$q = u, d, s, c$$

$$l = e, \mu, \tau$$

1.3 Комплекс прискорювачів FNAL – Теватрон

Підвищення світності на порядок RUN II стало можливим після модернізації прискорювача Теватрон та детекторів установок CDF та DØ.

Підвищення повної енергії в системі центру мас частинок, що стикаються з $E_p = 1.8 \text{ TeV}$ до $E_p = 1.96 \text{ TeV}$, світності з $L = 2.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ до $L = 3.0 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (в RUN I і RUN II відповідно) і поліпшення структури банчів з 6x6 до 36x36, збільшення інтенсивності антипротонів, а також подальше вдосконалення детекторів і збільшення аксептанса установки CDF дозволили різко збільшити що набирає статистику. Інтегральна світність була збільшена до $\sim 2 \text{ fb}^{-1} (L \cdot t)$.

1.4 Модернізація установки CDF II

Детальний опис детектора CDF II (код експерименту FNAL: E-830) з урахуванням наступних модернізацій (upgrade) приведено в основоположних документах (Proposal) колаборації [30,31]. вони стосувалися (рис.2) поліпшення параметрів:

- кремнієвого вершинного детектора;
- центрального трекара (COT);
- час-пролітної детектора (TOF);
- “plug” калориметра;
- мюонної системи [32,33];
- трирівневого тригера;
- системи збору даних (DAQ).

Головна складність при реєстрації t-кварка - фонові події, що має значно більше можливостей і схожі сигнатури. До речі, це одна з причин того, що процеси з народженням одиночного t-кварка (за допомогою

Глибока модернізація установки була обумовлена, з одного боку, заміною електронних компонентів, застарілих як технічно, так і морально за попередній двадцятирічний термін експлуатації під час RUN I. Але детекторна частина вимагала заміни через великі радіаційних навантажень, накопичених за такий тривалий час і старіння матеріалів під дією радіації від вторинних частинок. Саме остання особливість істотно обмежувала аксептанс установки CDF I.



На рис.1.2 добре видно світлопроводи мюонних лічильників, які

виготовлені у вигляді «ластівкин хвіст» з поліметилметакрилату (органічного скла). Вони з'єднуються з фотокатодом і сцинтилятором шляхом склеювання оптичним епоксидним клеєм. У місці контакту з часом і під дією радіації, виникають оптичні порушення, які погіршують світлопропускання.

Як буде показано в розділі 2, використання волоконних світловодів дозволило істотно спростити технологію виготовлення мюонних лічильників і зменшити тим самим кількість контактів з різними показником заломлення.

Незважаючи на набагато меншу площу захоплення світла, інтегральний виграш числа фотоелектронів виявився досить значним.

1.5. Канали пошуку топ-кварка на CDF II

В фізичну програму CDF II були внесені корективи у зв'язку з відкриттям топ-кварка в попередній період RUN I. Головна складність при реєстрації t -кварка - фонові події, що мають значно більші можливості і схожі сигнатури. До речі, це одна з причин того, що процеси з народженням одиночного t -кварка (за допомогою електрослабкої механізми) не були виявлені в RUN I.

Так як маса топ-кварка більше суми мас W -бозона і b -кварка, то була змінена стратегія його пошуку [30].

Характерні події відбиралися за такими ознаками: $tt \rightarrow$ два b -кварка, два легких кварка та анти-кварка від розпаду W -бозона, лептона і нейтрино від розпаду другого W -бозона (реєструвалися два b -струменя, два light-струменя, заряджений лептон і втрачений поперечний імпульс — полуплептонна сигнатура); $tt \rightarrow$ два b -кварка і чотири легких кварка від розпаду W -бозона (реєструвалися два b -струменя, два light-струменя —

адронна сигнатура), $tt \rightarrow$ два b -кварка, два заряджених лептона і два нейтрино від розпаду W -бозонів (реєструвалися два b -струмені, два заряджених лептона і втрачений поперечний імпульс – двухлептонна сигнатура).

Мюонний тригер і реконструкція мюонів є коренем декількох фізичних програм CDF II. Топ-кварки ідентифікуються через мюонні розпади частинок, що складаються з W -бозона і b -кварка. Завдання МК – ідентифікувати мюон і визначити його імпульс в магнітному полі детектора за координатами з дрейфовий камер. Треба відзначити, що мюон – проникаюча частка, може бути виміряна в експерименті дуже надійно на досить віддаленому відстані від мішені, де вже фон не такий значний. Тому відбір подій по мюонів триггеру має першорядне значення при пошуку рідкісних розпадів. Підтвердженням цьому є також недавнє виявлення на установці LHCb надзвичайно рідкісного розпаду дивного мезона на два мюона $B_s \rightarrow \mu\mu$. Експеримент цей важливий ще й тим, що практично «закриває» багато суперсиметричні і інші теоретичні моделі фізики частинок, даючи, таким чином, можливості для більш глибокого переосмислення Стандартної моделі.

У наступному розділі наведені результати розробки і дослідження сцинтиляційних лічильників МК [24], а також технологія збирання. Ключова роль з підготовки виробництва, дослідженням параметрів сцинтиляційного матеріалу на основі полістиролу, вивчення радіаційно-стійких добавок, радіаційних досліджень, методиками прискореного старіння, механічної (лезвийної) обробці довгомірних виробів і т.п. належить харківській групі (КЕЯФ ХНУ імені В. Н. Каразіна, НТК Інститут монокристалів, ХПІ, ХЗХР, ХАЗ).

Подальший розвиток ці технології створення детекторів мюонів нового покоління отримали при реалізації фотосчитивання кремнієвими

фотоумножителями (SiPM), які автор інтенсивно досліджує стосовно розробки прототипів установки $\mu 2e$ (FNAL), мюонних детекторів ILC і нейтронних лічильників типу DEMON для установки COMBAS.

1.6. Збільшення аксептанса мюонної системи установки CDF II

Ефективне функціонування лічильників мюонного тригера CDF II показано при наборі фізичних даних в проведеному в даний час на Теватрон (FNAL) сеансі RUN II (набір статистики закінчений в 2013 р).

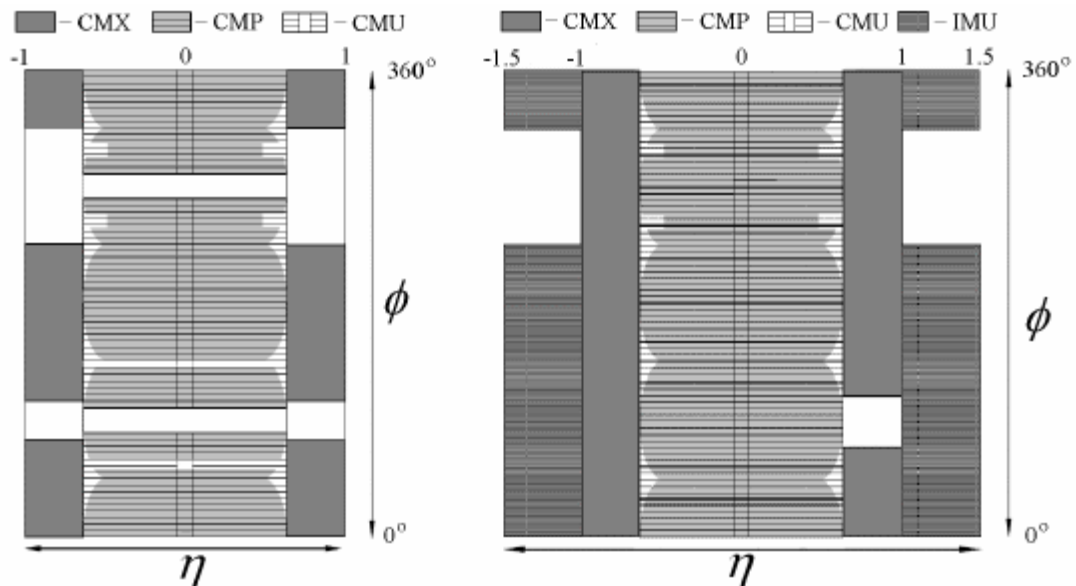


Рис. 1.3. Аксептанс мюонной системы установки CDF II:
в RUN I – слева и в RUN II – справа.

Серед отриманих фізичних результатів: одне з самих точних вимірювань маси t -кварка $M_{top}=173,5\pm 3,6$ (стат.) ГэВ/ c^2 в каналі розпаду «лептон + струмень» і $M_{top}=170,1\pm 6,0$ (стат.) $\pm 4,1$ (сист.) ГэВ/ c^2 в каналі «ділептон» [27,29], найбільш точне вимірювання маси W -бозона $M_w=80,41\pm 0,05$ (стат.) МэВ/ c^2 , інші значущі результати по 0B_s - 0B_s - змішуванню, перевірці СМ та ін. В отриманні цих результатів визначальну роль грала висока ефективність реєстрації електронів (до 96 %) і мюонів (до 90 %) [36÷38]. В

цілому мюонів система (понад 1140 лічильників) забезпечила досягнення істотного результату: аксептанс мюонною системи установки CDF II збільшений на 60 % (рис. 1.3.).

Вперше показана можливість оптимального волоконного светосбора на малогабаритний фотоумножувач з великих сцинтиляційних пластин. Доведено ефективність такого зчитування при масовому виробництві мюонних лічильників для установки CDF II.

1.7. Спектрометр мюонів установки ATLAS

Фізика топ-кварка є також одним із першочергових завдань установки ATLAS [76,78] на колайдері LHC (CERN) ще й тому, що дозволило б встановити допустиме значення маси бозона Хіггса в рамках СМ, що є основним завданням першочергових експериментів. Для цього необхідно вже прецизійний вимір маси топ-кварка. Іншим завданням є: вимір перетинів народження $t\bar{t}$ -пари, електричного заряду і спина топ-кварка, його рідкісних розпадів, інших поляризаційних характеристик. Важливу роль при вирішенні цих завдань відіграє мюонний спектрометр.

Принцип роботи мюонного спектрометра ATLAS заснований на відхиленні мюона в магнітному полі надпровідного тороїдального магніту і точному реєстрації координат мюона трековими камерами. В області $|\eta| \leq 1.0$ мюон відхиляється магнітами тороїда. В перехідній області $1.4 \leq |\eta| \leq 2.7$ – комбінацією магнітом «кришок» (end-cap) і тороїдального магніту. Така конфігурація магнітів забезпечує ортогональне відхилення мюона щодо його траєкторії, яка мінімізує погіршення координатного дозволу за рахунок багаторазового розсіювання. Сукупність різноманітних трекових детекторів установки ATLAS утворюють мюонів систему (The

Muon System).

На вибір детекторів для магнітного спектрометра істотно вплинув розрахунок радіаційних навантажень в області його розташування, який в основному обумовлений фоном нейтронів і гамма-квантів з середньою енергією 1 MeV від адронних калориметр.

Детектори представляють собою координатні катодні стриповий камери (CSC), розташовані на двох рівнях в барель області. Верхній рівень - камери RPC (resistive plate chamber), в області «кришок» - камери MDT (monitored drift tube). Координати мюона в камерах MDT першого рівня вимірювалися з точністю ~ 80 мкм, а на інших рівнях досить було мати точність 5-10 мм. У першому рівні «кришок» використовувалися детектори у вигляді багатодротяних пропорційних камер - TGC.

Іншим неодмінною умовою вибору детекторів для мюонного спектрометра є швидкодія (швидкість спрацьовування каналу і його швидкодія не повинно перевищувати 25 нс - час банча прискорювача LHC). Детектори внутрішніх рівнів беруть участь у формуванні тригера. Загальна кількість каналів становить: CSC – 67000 (27 м^2); MDT – 370000 (5500 м^2); RPC – 355000 (3650 м^2); TGC – 440000 (2900 м^2).

Газові трубки MDT прокачувалися негорючої сумішшю Ar- Co_2 при тиску 1 бар, камери з катодних зчитуванням – складом Ar- Co_2 - CF_4 , а RPC – на основі $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$.

В цілому конструкція детекторів MC ATLAS і електроніка зчитування досить добре відпрацьована в попередніх експериментах і дозволяла виконати основне завдання - точне вимірювання координати пролітної частки. Ідентифікація мюона в спектрометрі походила з знання проникаючої здатності одиночної частки фактично за трьома точкам треку, а уточнення його параметрів з вимірювання його параметрів при проходженні в адронному калориметр (див. Розділ 3).

Надійна ідентифікація мюона і визначення його характеристик грає ключову роль у всіх експериментах по новій фізиці на установках LHC. Крім детекторів MC в ідентифікації мюона на установці ATLAS беруть участь детектори внутрішньої системи детекторів (The Inner Detector) і адронного калориметра (Tile calorimeter).

1.8. Дослідження рідкісних розпадів в експерименті $\mu 2e$

Після завершення фізичної програми CDF II організована нова колаборація $\mu 2e$, завданням якої є пошук рідкісного розпаду безнейтринного конверсії мюона на два електрона. Цей процес іноді називають осциляціями заряджених лептонів і він сильно пригнічений в СМ. Спостереження за цим процесом допоможе звузити діапазон правдоподібних теорій. Передбачається, що експеримент $\mu 2e$ буде в 104 разів більш чутливим до цього розпаду, ніж всі попередні. Ідеологія експерименту $\mu 2e$ ґрунтується на експерименті MECO (Брукхейвен), який, в свою чергу, повторював експеримент MELC (ІЯД РАН). Перші результати передбачається отримати в 2020 р, а після трьох років роботи буде проведена модернізація з метою збільшення чутливості установки. Інтенсивний пучок первинних мюонів передбачається отримувати на реконструйованому колайдері Теватрон. Нижня межа швидкості безнейтринного перетворення мюонів в електрони раніше виміряна в експерименті MEG на рівні $2,4 \cdot 10^{-12}$ і покращена в експерименті SINDRUM II (PSI, Швейцарія) до $7 \cdot 10^{-13}$. Очікувана чутливість в $\mu 2e$ – $5 \cdot 10^{-17}$, що на чотири порядки вище, ніж в експерименті SINDRUM II.

Основне джерело фону - космічні мюони. Тому установка буде оточена сцинтиляційними вето-лічильниками з SiPM фотоприймача. Проблема радіаційної стійкості цих детекторів навіть вище, ніж на установці CDF II.

Висновки до розділу 1

Топ-кварк, відкритий на Теватроні в 1995 р. на установках CDF I і DØ в RUN I, останній і унікальний за своїми властивостями кварк, додатково підтвердив справедливість СМ [22, 23]. Надійна його ідентифікація відбувається за рахунок реєстрації мюона в МС.

Низька статистична забезпеченість експериментів CDF I з топ-кварками показала, що необхідно модернізувати установку [24] і замінити пошкоджені радіацією мюонні детектори, що дозволило б в RUN II підвищити аксептанс установки.

На установці ATLAS реєстрація мюонних сигнатур топ-кварка здійснюється адронним калориметром, а параметри мюона коригуються з урахуванням енергетичних втрат при проходженні через речовину установки.

Подальший розвиток МС передбачається на установці $\mu 2e$ (FNAL), де за оцінками радіаційний фон значно вище, ніж на установці CDF II.

Інші публікації автора до розділу 1, що не увійшли до основних

[22]. Barashenkov I.V. **The unified approach to integrable relativistic equations** / I.V. Barashenkov, B.S. Getmanov, V.E. Kovtun // **J. Math. Phys.** – 1993. – V. 34. – P. 3039÷3054.

[23]. Barashenkov I.V. **Integrable model with nontrivial interaction between sub- and superluminal solitons** / I.V. Barashenkov, B.S. Getmanov, V.E. Kovtun // **Phys. Lett. A.** – 1988. – V. 128. – P. 182÷186.

[24]. The Polycal collaboration. Technical Design Report. (Сотрудничество Батавия-Дубна-Пиза-Харьков) // Харьков. – 1993. – 112 с.

РОЗДІЛ 2. РОЗРОБКА І ДОСЛІДЖЕННЯ МЮОННИХ ЛІЧИЛЬНИКІВ НОВОГО ПОКОЛІННЯ

2.1. Мюонний тригер установки CDF II

Мюонний комплекс (МК) грає принципову роль на установці CDF II [30,31], він складається з сцинтиляційних лічильників і дрейфовий камер. Мюонний тригер і реконструкція мюонів є коренем декількох великих фізичних програм CDF II. Завдання МК - ідентифікувати мюон і визначити його імпульс в магнітному полі детектора за координатами з дрейфовий камер. Лептонна ідентифікація і визначення треків заряджених частинок є коренем декількох фізичних програм.

Топ-кварки ідентифікуються через мюонні розпади частинок, що складаються з W-бозона і b-кварка. W-бозони ідентифікуються частково, а їх маса вимірюється через мюонну розпадну моду. Систематичні ефекти в вимірі маси W-бозона вивчаються за допомогою великої вибірки в модах розпаду $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, яка є центральною в програмі CDF по В-фізики. Асиметрія в розпаді W-бозона обмежує функції розподілу партонів, крім того багато характеристики нової фізики включають в себе один або більше лептонів.

Під час Run I, і раніше була логічної відмінність між центральними мюонами і форвард мюонами. Центральні мюони ідентифікувалися через їх проникаючу здатність і детектувалися камерами, розташованими поза захисту. Момент імпульсу цих мюонів вимірювався шляхом вимірювання вигину їх траєкторії у полі соленоїда, використовуючи центральні трекери. Мюони форвард області ідентифікували і їх момент вимірювався одночасно в тороїдальних магнітах форвард області.

У зв'язку з поліпшенням трекової системи CDF II, особливо внутрішнього напівпровідникового трекера, дозвіл у визначенні імпульсу в

форвард області для треків з великим p_t стало таким же, як і в областях соленоїда і тороїдів. Різниця між «центральною» і «форвард» мюонами зараз чисто історичне, всі мюони будуть ідентифікуються через їх проходження через матеріал і визначати їх момент через використання соленоїду.

Тут головне завдання полягає в збереженні хорошої ідентифікації мюона після модернізації прискорювача (Main Injector), коли світності будуть значно вище: на рівні $1.0 \cdot 10^{32} \tilde{n}^{-2} \cdot \tilde{n}^{-1}$.

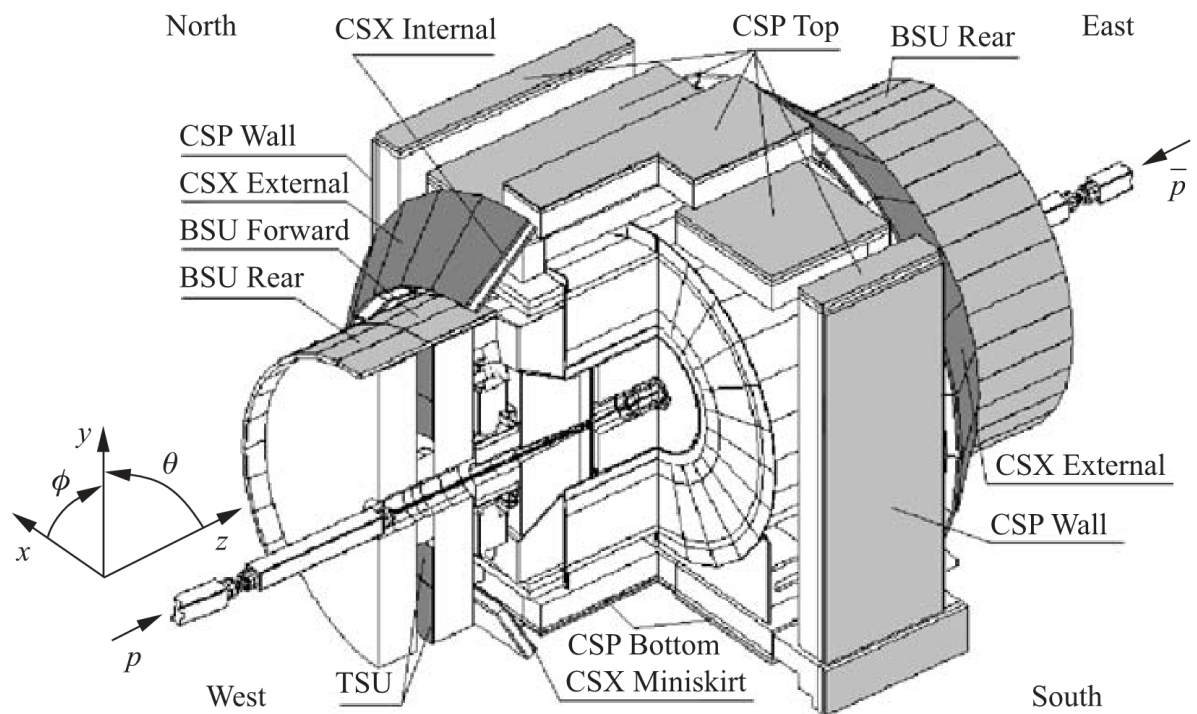


Рис. 2.1. Система мюонних сцинтиляційних лічильників установки CDF II.

Сцинтиляційні лічильники (рис. 2.1.) [36÷38] покривають область псевдошвидкостей $0 < |\eta| < 1.5$ і згруповані в наступні підсистеми [32,33].

Модернізований Центральний мюонів Сцинтиляційне Детектор – лічильники CSP (Central Scintillator uPgrade). Інтервал псевдошвидкостей: $0 < |\eta| < 0.6, \Delta\varphi = 360^\circ$.

Лічильники CMU (Central Muon), які спільно з дрейфовими камерами утворюють систему ідентифікації мюонів. Загальна кількість лічильників становить 276 штук. Цими детекторами були замінені старі лічильники зі зніманням інформації за допомогою плексигласового світловода типу «риб'ячий хвіст», які вийшли з ладу внаслідок старіння.

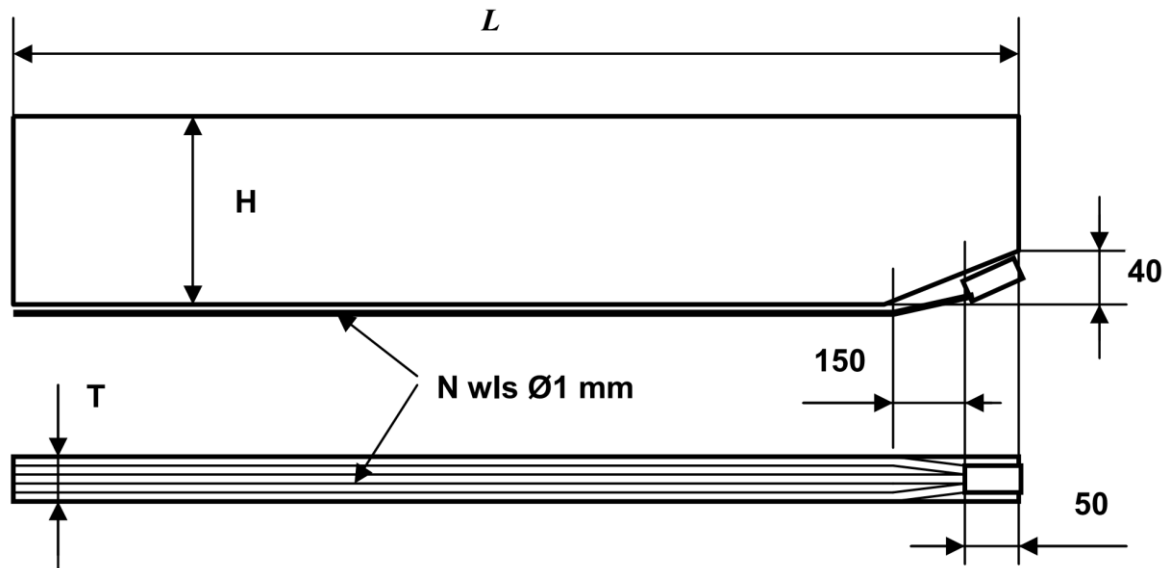


Рис. 2.2. Лічильники CSP Bottom і CSP Top

З них 144 (CSP Bottom і CSP TOP) розташовані над і під установкою (рис. 2.2.). Типорозміри лічильників наведені в табл. 2.1.1., що обумовлено наявністю опор під установкою. Це дозволило перекрити доступну максимальну площу.

Табл. 2.1.1. Розміри лічильників CSPBottom і CSP Top (в мм).

Тип	L	H	T	N
CSP L1	2400	305	20	20
CSP L2	3100	305	20	20
CSP L3	3200	305	20	20
BSU	1638	166	15	15

Лічильники CSP Wall (132 шт.) Використовувалися в RUN I (рис. 2.3.) та були виготовлені з полівінілтолуола. Вони не змінили значно свої властивості, тому що знаходилися в не дуже великих радіаційних полях. Тому їх модернізували шляхом застосування системи светосбора за допомогою волокон, що, як показали подальші дослідження, призвело до збільшення сигналу майже в два рази.

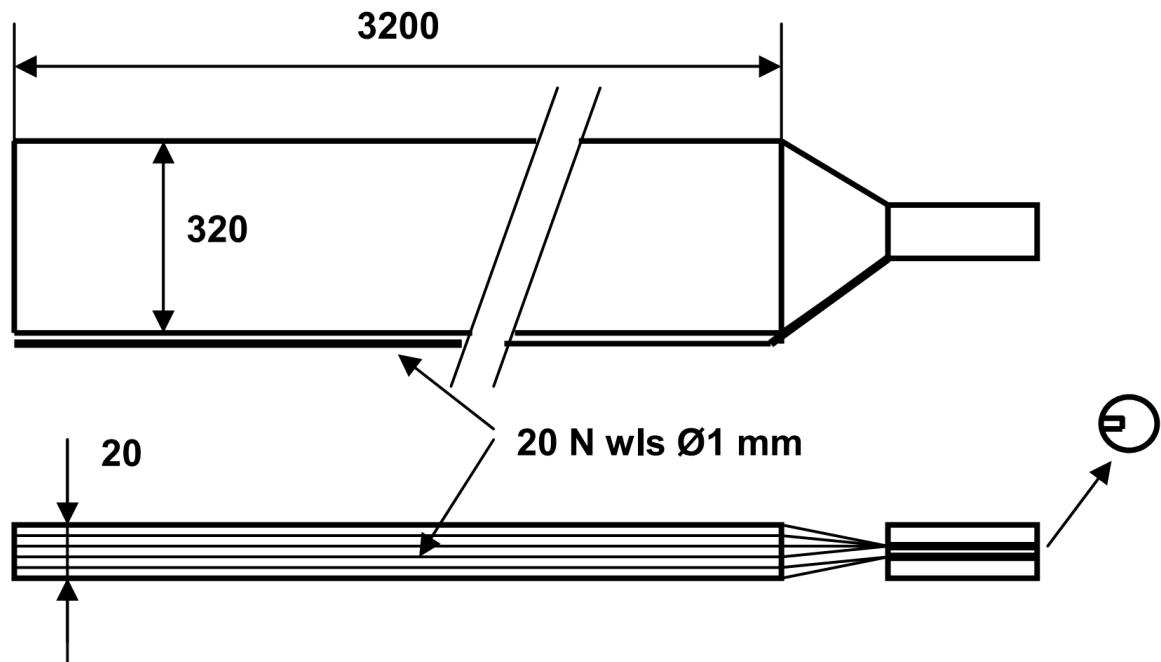


Рис. 2.3. Лічильники CSPWall

Розширення Центрального мюонного сцинтиляційного детектора – лічильники CSX (Central Scintillator eXtention) і лічильники CSX-“miniskirt” (MSK). Інтервал псевдо швидкостей: $0.6 < |\eta| < 1.0, \Delta\phi = 360^\circ$.

Ці лічильники (рис. 2.4.) розташовані в два шари, по обидві площині дрейфовий камер CSX (Central Muon Extension). Загальна їх кількість - 270 шт. Окрема система лічильників - MSK ("miniskirt") розташована в один шар під установкою (48 шт.).

Лічильники Передньої мюонної системи IMU (Intermediate Muon Upgrade), лічильники BSU (Barrel Scintillator Upgrade) і лічильники TSU (Toroid Scintillator Upgrade). Інтервал псевдобистрот: $1.0 < |\eta| < 1.5$. Ці

лічильники були додані при модернізації установки. Лічильники BSU закріплені безпосередньо на дрейфовий камерах BMU.

Лічильники TSU розташовані всередині тороїдального магніту. Товщина стінок магніту досягає 60 см, що дає можливість практично повністю придушити радіаційний фон, що виходить від pp^- - зіткнень.

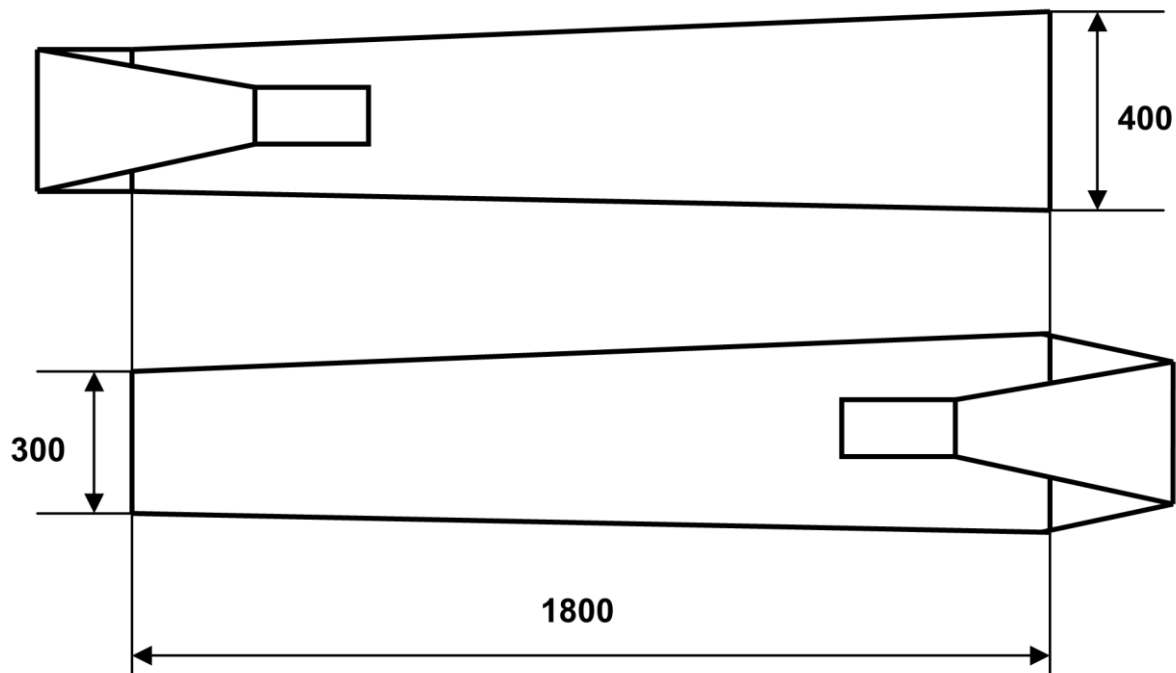


Рис. 2.4. Лічильники CSX

У групі IMU задіяно 551 сцинтиляційний лічильник обох типів. Лічильники BSU аналогічні за формою лічильникам CSP, але виготовлені повністю з полістиролу (ХЗХР, Харків).

Нові лічильники перекривають практично всю область реєстрації вторинних частинок, відповідаючи дотримання вимог 4π -геометрії. Однак майбутньому виконанню великого обсягу робіт по їх виготовленню передував значний за важливістю етап НДДКР (R&D) для виконання наступних завдань:

- визначення вимог до мюонів лічильнику виходячи, із завдань роботи мюонного тригера з пошуку топ-кварка [31];

- розробка прототипів мюонних лічильників для оптимізації конструкції і збору світла [35];
- розробка стендів з дослідження параметрів (харківського) сцинтилятора, в тому числі і на радіаційну стійкість [100÷102];
- точне вимірювання параметрів мюонних лічильників (перш за все, вихіду світла з далекого від фотоприймача кінця сцинтиляційної балки в числах ф.е., BAL, TAL) [35÷37,40];
- за результатами досліджень сцинтилятора і прототипів лічильників визначити вимоги до технології масового виготовлення сцинтиляційних балок і знайти методи тестування балок при масовому їх виробництві [39,41];

Окреме завдання (розділ 4) полягала у визначенні радіаційної стійкості, як сцинтиляційного матеріалу, так і всього виробу в цілому, а також в прогнозуванні довготривалої стабільності параметрів мюонних детекторів.

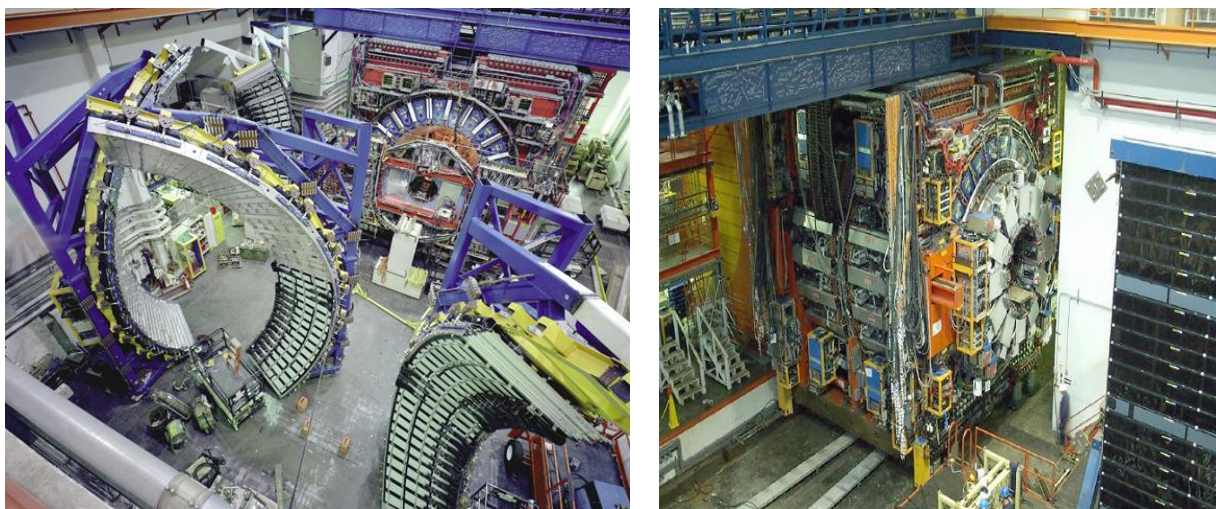


Рис. 2.5. Нові лічильники CDF II.

Крім того, конструкція повинна була відрізнитися оптимальною вартістю, технологічністю збірки і бути затверджена на мітингах колаборації CDF II (у зв'язку з пропозиціями з боку інших членів колаборації з альтернативним конструкцій).

Перш за все, були виготовлені в лабораторних умовах (практично в ручних умовах) кілька зразків сцинтиляційних балок, з яких зроблені прототипи мюонних лічильників. Технологія з виготовлення була традиційною (методом блочної полімеризації з подальшою лезвийною обробкою, шліфуванням і поліруванням вручну), але дозволила виготовити реальні детектори і виміряти всі їх параметри на космічних мюонів (m.i.p.) в ХНУ, ОІЯД, INFN. При цьому вперше вдалося показати можливість використання волокон, які зміщують спектр поглинання сцинтиляторів, якості збору світла на малогабаритний фотопомножувач, що в подальшому істотно скоротило терміни виготовлення детекторів, підвищило їх надійність і зменшило трудомісткість при їх масовому виробництві. Також вперше була розроблена методика абсолютного калібрування сцинтиляційних детекторів, що дало можливість прецизійного вимірювання їх параметрів. Надалі було організовано масове виробництво мюонних детекторів на ХЗХР і ХАЗ (м. Харків), збірка їх в ОІЯД і остаточний монтаж (рис. 2.5.) на установці CDF II. Отримані результати і досвід цієї роботи дозволили в даний час розробити ряд прототипів сцинтиляційних детекторів з так званим волоконним зчитуванням на кремнієвий фотопомножувач для установки $\mu 2e$ (FNAL).

2.2. Проблема збору світла у великих мюонних лічильниках

Принцип збору світла за допомогою волокон WLS добре відомий і знайшов широке застосування в калориметрії [42,57], де площа сцинтиляційних пластин (tile) відносно невелика. До освоєння прийнятною зараз повсюдно волоконної технології в фізиці високих енергій зазвичай використовувалися оргстеклянні пластини (як правило, тонкі пластини ПММА), що добре проводили світло до фотоприймача. З той сторони, де

знаходився сцинтилятор, вони були вкриті люмінофором, який зміщував спектр у більш дальню спектральну зону, де поглинання не так велико.

Табл. 2.2.1. Властивості волокна Y11 KURARAY

Тип	Цвет	Длина волны излучения	Длина затухания
Y-11(200)	Green	476 нм	> 3.5 м

Передача світла в такому світлопроводі до фотоприймача здійснюється захопленням «блакитного» фотона і перевипромінює його в «зелену» область, де загасання набагато менше.

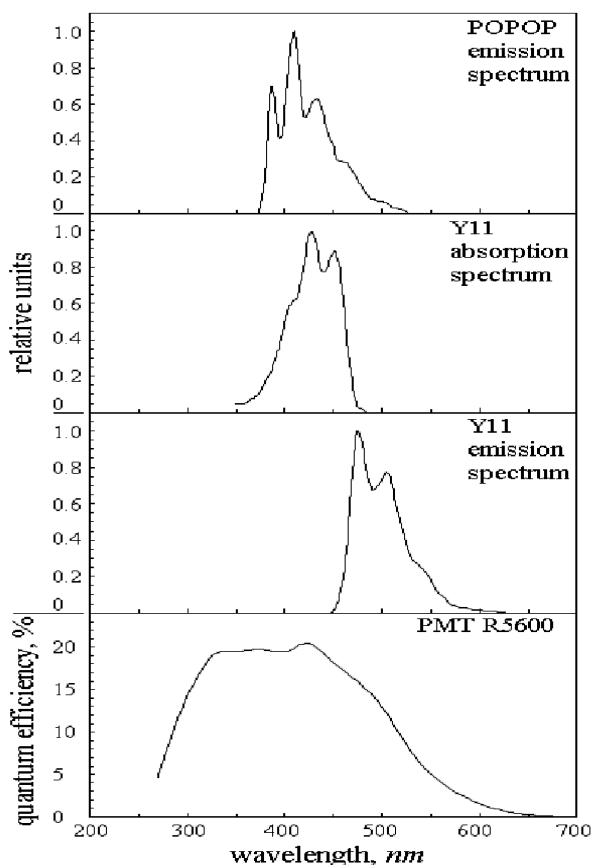


Рис.2.6. Принцип роботи волокна, що зміщує спектр. Світло від спектра вторинної добавки (POPOP) пластмасового сцинтилятора з максимумом у 380 нм випромінюється ші далі захоплюється волокном Y11 і перевипромінюється в область 476 нм, де вже має довжину загасання більш 3.5 м (для помаранчевого волокна - більше 4 м). Далі світло потрапляє в область спектральної чутливості ФЕП R5600, де квантова чутливість фотокатода досить висока.

Надалі фірма KURARAY (Японія) створила багатооболонкові волокна для різних додатків, а також радіаційностійкі.

Наприклад, для мюонних детекторів вдало підійшло волокно S-типу Y11 (Табл. 2.2.1.), що володіє досить високою ефективністю захоплення 5.34 % [43]. Принцип роботи волокна показаний на рис. 2.6.

Товщина полістиролового (PS) кора Y11 - 950 мкм, показник заломлення $n_1=1.58$ і щільністю $\rho_1=1.05$ г/см³. Оболонка складається з двох шарів. Перший clad1 – поліметилметакрилат (ПММА) с $n_2=1.49$ і щільністю $\rho_2=1.19$ г/см³. Другий - фторований поліметилметакрилат (FP) с $n_3=1.42$. Двухоболонкове волокно має на 50 % вище вихід світла, ніж однооболонкове в зв'язку з великим кутом захоплення первинного випромінювання від сцинтилятора. Сама жила волокна виготовлена з полістиролу, перша оболонка - з поліметилметакрилату (РММА), друга оболонка – з фторованого РММА (рис.2.7.). Таким чином, фотони, захоплені в (тілесний) повний кут внутрішнього відображення можуть транспортуватися на значні відстані, тому що фотони з такою довжиною хвилі практично не поглинаються.

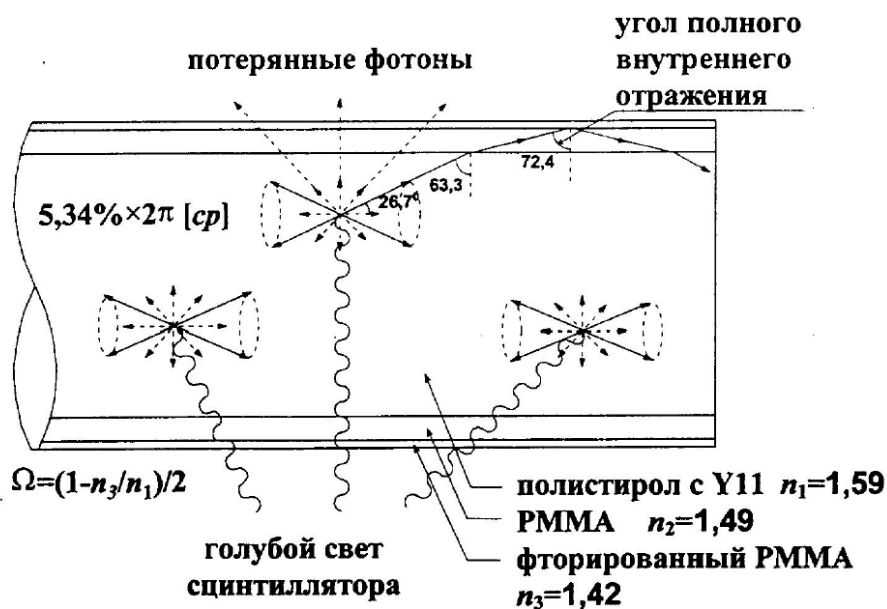


Рис. 2.7. Принцип захоплення світла спектросмещаючим (WLS) волокном

Відзначимо тут, що відмова від громіздких оргстекляних світловодів в великогабаритних мюонних лічильниках був вперше успішно застосований в наших роботах на установці CDF II [36÷38,41].

Оптоволоконний знімання світла (рис. 2.7.) має важливі переваги в порівнянні з класичним методом збору світла плексигласовий световодами:

- менші втрати світла завдяки коротшим шляхам його поширення в обсязі сцинтиляційної довгомірної пластини (поперек, а не уздовж пластини);
- менша залежність ефективності від деградації оптичних властивостей самої сцинтиляційної пластини, що дає більший термін експлуатації;
- зменшення зони нечутливості за рахунок компактності ФЕП і відсутності світловода;
- для такої конструкції не застосовується теорема Ліувілля для розповсюдження світла в складних оптичних системах;
- за рахунок меншого шляху світла до волокна скорочується кількість відображень від поверхні сцинтиляційної пластини;
- невеликі фотопомножувачі менше відчують магнітне поле, тому лічильники можна розташовувати ближче до магнітів;
- малогабаритні фотопомножувачі дешевше звичайних ФЕП;
- в принципі, розвиваючи ідеї з волоконнооптичним зніманням світла, можна об'єднати в процесі складання лічильника операції клеєння і виготовлення сцинтилятора за рахунок вдавнення волокна в обсяг пластика;
- в деяких випадках можуть бути використані багатоанодні ФЕП для зчитування відразу декількох пластин.

Треба відзначити, що до цього часу не було прецеденту створення такої конструкції мюонного лічильника. Тому одним із завдань виготовлення прототипу мюонного детектора було доказ такої можливості і налагодження конструкторських рішень. Було виготовлено в лабораторних

умовах два прототипи лічильника з розмірами $300 \times 30 \times 2$ см³ з матеріалу, який пізніше став відомий як UPS-923A (Ukrainian Plastic Scintillator) зі складом на основі полістиролу з первинної добавкою РТР – 1.5% і вторинної добавкою РОРОР – 0,3% і великим вихідом світла (50% щодо вихіду світла з антрацену) [35]. Зменшення первинної добавки і ретельне очищення матриці (стиролу) дозволяє підвищити прозорість, що виявилось надзвичайно важливим для даної конструкції довгомірного сцинтиляційного оптичного виробу.

2.3. Конструкція прототипу мюонного лічильника CDF II

У лічильниках нового покоління (харківського виробництва) збір світла проводився полімерними багатооболонковими волокнами, що зміщують власний спектр, і фотосенсором H5783 (фотопомножувач розміщений спільно з дільником в одному корпусі) на основі мініатюрного ФЕП R5600 (Hamamatsu [44]). Ефективний діаметр фотокатода становить лише 8 мм. Квантова ефективність фотосенсора H5783 приблизно дорівнює 12% на довжині випромінювання ~ 500 нм (що важливо для захоплення волокном, що містить добавку Y11).

В одному кутку пластин зроблені невеликі виїмки для розміщення ФЕП R5600. Площа виїмки становила всього кілька десятків часток відсотка від повної площі лічильників і тому наявність їх несуттєво змінює геометричну ефективність лічильників. Уздовж вузької довгої сторони пластини були приклеєні оптичним клеєм паралельно один одному двадцять волокон, що зміщують спектр (WLS) фірми KURARAY [43], або «Pol.Ni.Tech» (Італія) діаметром 1 мм, що утворюють стрічку з 20 волокон. У виїмки волоконна стрічка формувалася в жгут і приклеювалася всередині адаптера циліндричної форми. Площина адаптера (рис. 2.8.)

фрезерувався для отримання плоскої поверхні, необхідної для оптичного контакту з фотокатодом ФЕП.

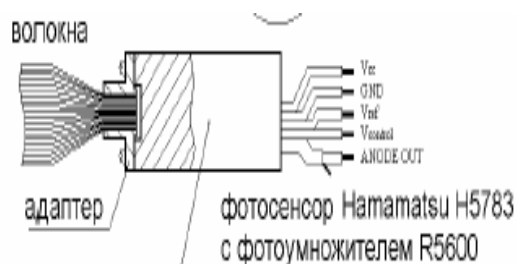


Рис. 2.8. Схематичний вигляд сцинтиляционного лічильника зі спектросмещаючими волокнами і фотосенсором.

Дзеркальна поверхня з протилежного торця волокон виготовлялася таким простим способом - шліфувалася, а далі приклеювалася алюмінієва стрічка. Як показали подальші вимірювання, це дало збільшення светосбора на 60%. До всієї торцевої поверхні пластини, в тому числі і до зовнішньої сторони волокон, оптичним клеєм приклеювалася алюмінієва стрічка, що відбиває світло, для збільшення захоплення світла. Великі поверхні пластини обгорнуті алюмінізованим майларом.

2.4. Калібрування спектрометричних каналів в абсолютних одиницях

Для вимірювання та тестування параметрів сцинтиляційних детекторів (на етапі дослідження, а потім і на етапі масового виробництва) були

розроблені спеціальні стенди [34,35,40], до складу яких, як правило, входить ЗЦП і контролер крейта КАМАК. Як фотоприймача був обраний малогабаритний фотоумножувач HAMAMATSU R5600, а в подальшому на них випробовувалися інші конструкції детекторів і фотопомножувачів, як правило, в режимі рахунку фотонів [45, 46].

Дослідження створених лічильників проводилися на стендах в ОІЯД, INFN (Піза, Італія) і ХНУ імені В.Н. Каразіна на космічних мюонів.

Блок-схема установки представлена на рис. 2.9. Для вимірювання амплітуди зарядового імпульсу в установці використовувався швидкодіючий зарядово-цифровий перетворювач (ЗЦП) LeCroy 2249A [55]. Сигнали з ФЕП посилювалися швидким підсилювачем і подавалися на ЗЦП, який оцифровує площа сигналу (заряд) при наявності стробируючого імпульсу (gate), тобто інтегрування сигналу відбувається лише під час тривалості триггеру. Строб-імпульс створюється тригерним генератором і має тривалість близько 30-100 нс. Ослабітель (ОСЛ) використовувався для збільшення динамічного діапазону при вимірах спектрів від космічних мюонів. Синхронізація строба-імпульсу і сигналу дозволяє реєструвати імпульс, що виникає з ФЕП (або світлодіода) на тлі темнових (шумових) імпульсів. Спектри зчитувалися в комп'ютер (РС) через контролер крейта КАМАК [56,57].

Стенд працює в двох різних режимах. Перший (тригер 1) - для вимірювання амплітудних спектрів зі лічильника від космічних мюонів (рис. 2.9.), Другий (тригер 2) – для калібрування спектрометричного каналу. Тригер 1 вироблявся двома сцинтиляційними лічильниками (Мюонним телескопом) S1-S2 з однаковими розмірами – 4x7 см², включеними в схему збігів (СС). Досліджуваний лічильник розташовувався між ними. Пересуваючи телескоп уздовж досліджуваного лічильника, вимірювалася залежність збору світла від відстані до ФЕП. Тригер 2 вироблявся імпульсним генератором і застосовувався для

вимірювання калібрувальних спектрів від швидкого AlGaAs світлодіода (випромінює в червоній області) марки HLMP8100 ("Hewlett Packard").

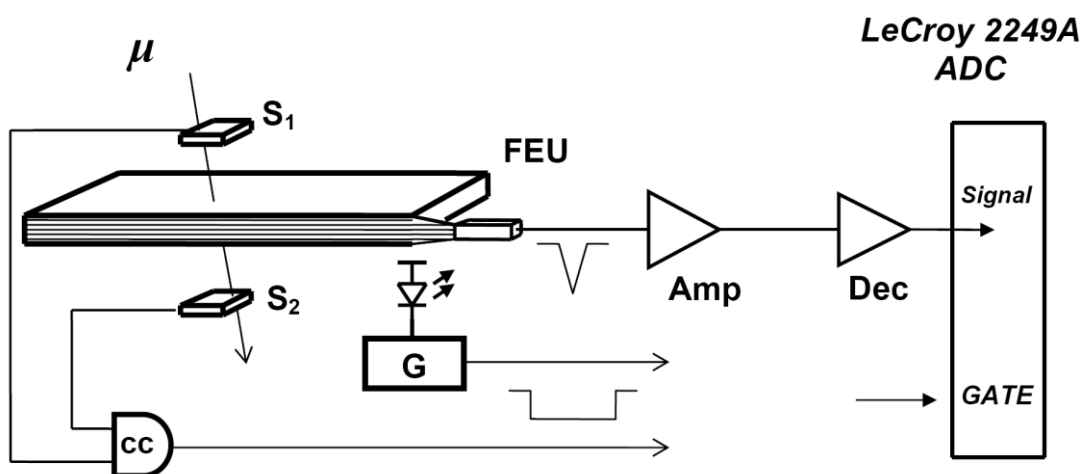


Рис. 2.9. Стенд для вимірювання параметрів довгомірних сцинтиляторів.

Середня кількість фотонів, що потрапила на фотокатод ФЕП, регулювалася зміною амплітуди імпульсу від генератора. Спектри від світлодіода використовувалися для визначення параметрів спектрометричного каналу і контролю тимчасового дрейфу. Для цього калібрувальні спектри набиралися до і після набору статистики на мюони. Спектрометричний канал калібрувався в абсолютних одиницях – в числах фотоелектронів (ф.е.) на фотокатоді ФЕП згідно з методиками, описаним в наших роботах [35,40] та далі.

До сих пір вимірювання параметрів великогабаритних лічильників було великою проблемою, що призводило до необґрунтованих технічних рішень при їх конструюванні [42,63]. При вирішенні цієї проблеми була вперше розроблена методика, що дозволяє вимірювати число фотоелектронів з дуже високою точністю, що не можна зробити іншими способами [47÷49]. Особливо це є важливим при вимірюванні малої кількості світла (наприклад, з далекого кінця пластини, або при визначенні довгострокової стабільності). Основна ідея методу полягає з тому, щоб отримати реалістичну функцію відгуку ФЕП і фітувати нею реальний

спектр ЗЦП, що дасть середнє число фотоелектронів з високою точністю. Далі, змінюючи амплітуду світлодіода, можна прокалібрувати спектрометричний канал в абсолютних одиницях (тобто в числах фотоелектронів) за допомогою обчислюваного із цих спектрів калібрувального коефіцієнту.

2.4.1. Прецизійний вимір сигналів на рівні одноелектронного піку

При роботі з фотосенсором (фотопомножувачі, гібридні, напівпровідникові фотопомножувачі, лавинні фотодіоди та ін) доводиться мати справу з вимірюванням малих рівнів сигналів на рівні одноелектронного піку [35,46,52÷54]. При калібрування шкали ЗЦП з аналізу спектру витягується інформація про середню кількість фотоелектронів.

Робилося це трьома різними методами:

а) У разі чітко видимого одноелектронного піку, цей пік використовується для безпосередньої калібрування шкали ЗЦП в одиницях фотоелектронів [47]. Тоді середнє число фотоелектронів виходить за формулою центру ваги спектра:

$$\mu = \frac{1}{\Delta} \cdot \left\{ \frac{\sum_i A_i \cdot N_i}{\sum_i N_i} - N_{ped} \right\}, \quad (2.1)$$

де μ – середнє число фотоелектронів, N_i – i -канал ЗЦП, A_i – число імпульсів в i -каналі, N_{ped} – п'єдестал, Δ – калібрувальний коефіцієнт, що дорівнює різниці положення одноелектронного піку і п'єдесталу.

Одноелектронний пік добре виділяється на рівні шумів тільки для досить вузького класу фотопомножувачів, так званих квантоконов [46].

б) У разі невеликого числа фотоелектронів ($\leq 5 \div 8$) і припускаючи пуассоновским їх розподіл оцінку числа фотоелектронів можна зробити по неефективності $P(0, \mu)$, тобто по фракції тригерів в районі піку п'єдесталу:

$$\mu = -\ln \cdot P(0; \mu), \quad (2.2)$$

де $P(0, \mu)$ знаходиться безпосередньо з амплітудного спектра:

$$P(0; \mu) = \frac{N_{ped}}{N} \quad (2.3)$$

в) Для досить великого числа фотоелектронів і припускаючи, що амплітудний пік можна апроксимувати розподілом Гауса, оцінку числа фотоелектронів можна зробити за формулою:

$$\mu = \left(\frac{2.36 \cdot A}{FWHM} \right)^2, \quad (2.4)$$

де A – центр ваги піку, а $FWHM$ – ширина піку на напіввисоті.

Результати цих методів оцінки μ узгоджуються між собою на рівні $50 \div 200 \%$ і істотно визначаються умовами проведення калібрування [48÷50]. Зазвичай це розбіжність пояснюється некоректністю припущень про характер розподілів шуму та сигналу на різних стадіях освітлення фотокатода, обчислення фотоелектронів і в процесах подальшого множення дінодною системою.

У даній роботі розглядається модель фотопомножувача [35,40], відгук якого на невеликі засвічення можна точно відновити шляхом апроксимації амплітудного спектра функцією, яка отримана з природних фізичних припущень про характер розподілів числа фотоелектронів на фотокатоді,

діодами, а також шумових імпульсів. Ми будемо слідувати, в основному, підходам, розвиненим в роботах [34,35,40], а також застосовувати відповідні позначення. Наприклад, в [34,35] показана можливість використання наближених формул для опису відгуку фотоумножителя при калібрування мюонних детекторів установки CDF II (Fermilab). У роботі автора [40] методом характеристичних функцій отримано загальне аналітичне вираження для амплітудного розподілу. При гарній збіжності за методом хі-квадрат вдається отримати з високою точністю основні параметри для кожного конкретного фотоумножителя, в тому числі для інших типів фотосенсорів (наприклад, кремнієвих фотопомножувачів).

2.4.2. Процеси утворення і збору фотоелектронів

Розглянемо засвічення фотокатода ФЕП джерелом світла постійної амплітуди (світлодіод або сцинтилятор) із середнім числом фотонів в кожному спалаху, що дорівнює m . Ймовірність появи n фотонів у спалаху підпорядковується, як відомо, законом Пуассона (2.5) Тоді ймовірність вильоту n фотонів у даний момент при середньому значенні m фотонів дорівнює:

$$P(n;m) = \frac{m^n \cdot e^{-m}}{n!} \quad (2.5)$$

Припустимо, що на фотокатод послідовно потрапляють всі фотони. Це можна зробити, вважаючи, що фотони розподілені в часі також за законом Пуассона (пуассоновський процес). Іншими словами, ймовірність попадання двох фотонів одночасно надзвичайно низька, що справедливо для широкого діапазону засвічень і виконується, як правило, в більшості випадків. Це припущення природно називати наближенням лінійної

моделі. Тоді за рахунок фотоефекту з фотокатода можливий процес вильоту електрона з ймовірністю p . Відповідно ймовірність невилетання електрона позначимо $q = 1 - p$. Тобто процес - бінарний і описується законом Бернуллі:

$$P([0,1]) = p \cdot q, \quad (2.6)$$

Далі добре відомо, що згортка розподілів (2.5) і (2.6) також дає розподіл Пуассона, але з середнім значенням фотоелектронів:

$$\mu = m \cdot \varepsilon, \quad (2.7)$$

де ε – середнє значення вилетання фотоелектронів на один фотон, що справедливо для досить великої статистиці, є величина постійна для даного типу фотокатода, відома як квантова ефективність фотокатода.

Звідси виходить вираз (2.2) оцінки величини μ при $n = 0$. При низькому рівні власних шумів і невеликої інтенсивності засвітки ця формула може бути використані для калібрування шкали ЗЦП або отримання μ безпосередньо з спектра. Зауважимо, що μ є параметром, який характеризує не тільки інтенсивність джерела світла, але і квантову ефективність фотокатода і ефективність збору фотоелектронів на перший динод.

Дані з ЗЦП аналізуються комп'ютером і представляються у вигляді гістограм «номер каналу (заряд) – число подій (імпульсів) в каналах». Ціна каналу ЗЦП LeCroy 2249A [55] становить $Q_{chADC} = 0.25 \text{ пКл/канал}$ (можна працювати і з іншою ціною каналу, але це не принципово). Однак, в реальності, використовується підсилювач сигналу, тому ціна каналу відповідає меншому заряду на виході фотоумножителя і визначається як:

$$Q_{ch} = \frac{Q_{chADC}}{K} \quad (2.8)$$

де K – коефіцієнт посилення підсилювача.

Для визначення середнього числа фотоелектронів використовується факт того, що, вони розподілені за законом Пуассона. Ймовірність того, що не буде зареєстровано жодного фотоелектрон дорівнює:

$$P(0; \mu) = \frac{\mu^0 \cdot e^{-\mu}}{0!} \quad (2.9)$$

Звідси, середнє число фотоелектронів, вибитих з фотокатода:

$$\mu = -\ln \cdot P(0; \mu) \quad (2.10)$$

Відгук детектора на подію, що відповідає тому, що не утворилося жодного фотоелектрона, видно на амплитудном спектрі ЗЦП як так званий п'єдестал.

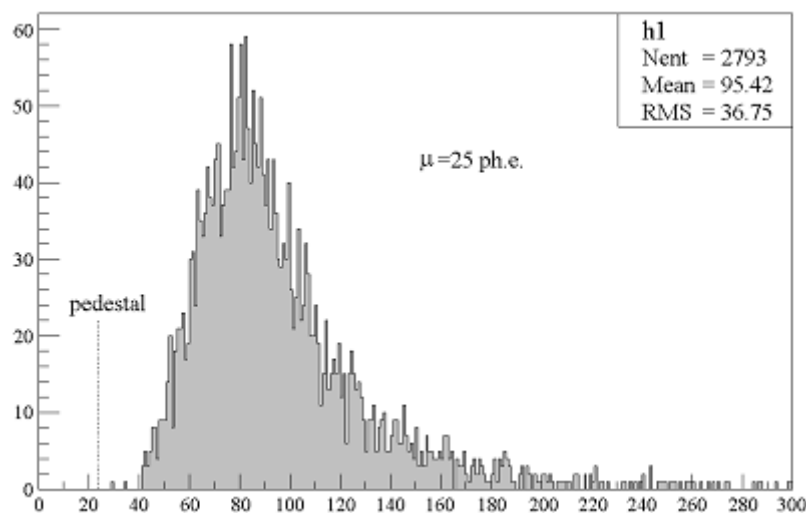


Рис. 2.10. Типовий спектр від пролітних космічних мюонів.

Це параметр, який є виміряним зарядом від темного струму детектора і струмів витоку вхідного ланцюга перетворювача за час тривалості строба (рис. 2.10.).

Тоді ймовірність відсутності фотоелектрон визначається з амплітудного спектра за формулою:

$$P(0; \mu) = \frac{N_{ped}}{N} \quad (2.11)$$

Помилка μ за визначенням дорівнює:

$$\Delta\mu = \sqrt{\left(\frac{\partial\mu}{\partial N_{ped}} \cdot \Delta N_{ped}\right)^2 + \left(\frac{\partial\mu}{\partial N} \cdot \Delta N\right)^2} \quad (2.12)$$

а так як $\Delta N = 0$, то

$$\Delta\mu = \frac{\Delta N_{ped}}{N_{ped}} \quad (2.13)$$

де,

$$\Delta N_{ped} = \sqrt{(\Delta N_{ped_{stat}})^2 + (\Delta N_{ped_{sys}})^2} \quad (2.14)$$

$$\Delta N_{ped_{stat}} = \sqrt{N_{ped}} \quad (2.15)$$

Тут $N_{ped_{stat}}$, $N_{ped_{sys}}$ – статистична та систематична помилки у визначенні числа подій в п'єдесталі N_{ped} .

Таким чином, можна вимірювати середнє число фотоелектронів в разі, якщо сигнал досить далеко «відривається» від п'єдесталу. В іншому

випадку, формулами (2.5) та (2.6) користуватися важко в тому сенсі, що обчислення за ними призводить до неправильних результатів.

2.4.3. Модель відгуку ідеального фотопомножувача

Сцинтиляційні детектори (лічильники, калориметри та ін) широко використовуються в експериментах з фізики високих енергій. Зазвичай, в таких детекторах світло реєструється фотопомножувачами різних типів з досить великим розкидом параметрів. Тому однією з найважливіших методичних завдань є калібрування спектрометричних каналів сцинтиляційних детекторів сучасних установок.

Для фотопомножувачів п'єдестал погано відділяється від іншої частини амплітудного спектра. Тому до сьогоднішнього дня існували різні напівемпіричні методи калібрування фотопомножувачів, як правило, в одиницях числа фотоелектронів ф.е. на MeV, – так звана абсолютне калібрування, які, в кінцевому рахунку, ґрунтуються на формулах (2.4) і (2.5). Вимірювання световихода в абсолютних одиницях особливо важливо при вивченні нових детекторів, де немає можливості безпосереднього порівняння параметрів через різних форм сцинтилятора, сцинтиляційних матеріалів, типів фотодетекторів та ін.

Основна ідея методу абсолютної калібрування полягає в моделюванні спектра ФЕП та витягу зі спектра реальних його параметрів. В цьому випадку принциповим моментом є вибір реалістичної моделі ФЕП.

Власне фотопомножувач трактується як інструмент [34, 63], що складається з двох незалежних частин:

- фотодетектор, де потік фотонів конвертує в фотоелектрони;
- підсилювач у вигляді дінодної системи, який підсилює заряд з фотокатода.

Тому робота фотопомножувача може бути розділена на два незалежних процесу: фотоконверсію і посилення.

В якості каліброваного джерела виберемо світлодіод, що випромінює імпульси світла постійної амплітуди. Потік фотонів індукує на фотокатоді ФЕП фотоелектрони за рахунок фотоефекту. В реальності потік фотонів не постійний, а підкоряється закону Пуассона (справедливому для малої кількості світла) відповідно до формул (1) і (2). Це означає, що тільки частина фотонів збирається фотокатодом ФЕП. Конверсія фотонів в електрони і подальший їх збір дінодною системою є бінарним процесом. Тому розподіл фотоелектронів може бути виражено як згортка розподілів Пуассона і бінарного процесу. Це дає знову розподіл Пуассона (1).

2.4.4. Процес електронного множення дінодною системою

Розглянемо тепер відгук дінодної системи на один фотоелектрон. При цьому будемо припускати, що коефіцієнт вторинної емісії досить великий, а коефіцієнт збору вторинних електронів на перші діноди близький до 100 %. Ці умови справедливі для більшості ФЕП. Зарядове розподіл одноелектронного піку на виході фотоумножителя (відгук ФЕП на одиничний фотоелектрон) будемо апроксимувати розподілом Гаусса:

$$G_1(x) = \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{(x - Q_1)^2}{2\sigma_1^2}\right), \quad (2.16)$$

де x – змінна спектра зарядового розподілу на виході ФЭУ, Q_1 – середній заряд на виході ФЕП (відгук на одиничний фотоелектрон, який потрапив на перший динод), σ_1 – відповідне стандартне відхилення (відповідно центр тяжіння - положення піку на шкалі ЗЦП, і дисперсія одноелектронного піку). При цьому передбачається, що немає втрат

електронів на дінодах в процесі множення. Також обчислимо характеристическую функцію для (2.16) згідно з визначенням:

$$\varphi_{\xi}^1(t) = Me^{i \cdot t \cdot x} = \exp(i \cdot Q_1 \cdot t - \frac{1}{2} \cdot \sigma_1^2 \cdot t^2) \quad (2.17)$$

Значення Q_1 визначається також в пікокулонах, якщо використовується зарядоціфровою перетворювач, що, як правило, зручніше замість використання ЗЦП. Наприклад, для ЗЦП фірми LeCroy 2249A [55], ціна ділення визначається установками 50, 100, 150 pC/канал.

Звичайно, Q_1 може бути виражено через коефіцієнт множення ФЕП g і елементарний заряд e (центр ваги одноелектронного піку):

$$Q_1 = e \cdot g \quad (2.18)$$

де e – заряд електрона в пікокулонах.

Припускаючи, що процес множення для декількох фотоелектронів є процесом незалежним для кожного фотоелектрон, можна узагальнити формулу (2.16) на кілька фотоелектронів (згідно центральної граничної теореми теорії ймовірності): для n фотоелектронів цей вислів узагальнюється за допомогою простого множення функцій $\varphi_{\xi}^1(t)$:

$$G_n(x) = \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi \cdot n}} \cdot \exp\left(-\frac{(x - nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}\right) \quad (2.19)$$

Тут важливо зазначити, що вираз (2.19) має коректний межу $G_0(x) = \delta(x)$ при $n \rightarrow 0$, що можна розуміти як відсутність вихідного сигналу фотоумножителя, якщо немає фотоелектронів:

$$G_0(x) = \delta(x) \quad (2.20)$$

де $\delta(x)$ – є дельта-функція. Ця умова означає, що при множенні нульового заряду на виході також буде нульовий заряд. Вираз (2.19) відображає також факт, справедливий для більшості фотопомножувачів, що втратою фотоелектронів за рахунок захоплення іншими діодами можна нехтувати.

Роблячи тепер згортку виразів (2.5) і (2.19) за всіма n фотоелектронів можна записати формулу результуючого вихідного відгуку ідеального (нешумящегоо) фотопомножувача:

$$S_{ideal}(x) = P(n; \mu) \otimes G_n(x) \quad (2.21)$$

Або, слідуючи теоремі про повної ймовірності, можна отримати амплітудний спектр фотопомножувача, підсумовуючи відповідні парціальні вклади:

$$S^{ideal}(x) = \sum_{n=0}^{\infty} S_n(x) = P(0, \mu) \cdot G_0(x) + P(1, \mu) \cdot G_1(x) + \dots + P(n, \mu) \cdot G_n(x) + \dots =$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu^n \cdot e^{-\mu}}{n!} \cdot \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi \cdot n}} \cdot e^{-\frac{(x-nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}}, \quad (2.22)$$

а також характеристичну функцію цього спектру:

$$\varphi_{\xi}^{ideal}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu^n \cdot e^{-\mu}}{n!} \cdot e^{i \cdot n \cdot Q_1 \cdot t - \frac{1}{2} \cdot n \cdot \sigma_1^2 \cdot t^2}, \quad (2.23)$$

які будемо називати ідеальними, тому що не враховувалися шуми фотопомножувача.

2.4.5. Модель відгуку реального фотопомножувача

У реальному фотопомножувачі, крім процесів конверсії світла в фотоелектрони і множення заряду, існують різні фонові процеси, які генерують додатковий заряд (шум). Такі фонові процеси дають додатковий анодний струм навіть у відсутності світлового сигналу. Наявність світлового сигналу також сприяє генеруванню шуму.

Можливими джерелами шуму є: термоелектронна емісія з фотокатода і/або дінодної системи; струми витоку в анодному ланцюзі; електронна автоемісія на електродах; вибивання додаткових фотонів іонами залишкового газу; радіоактивність навколишнього середовища і матеріалів фотоумножителя і т.д. [51, 54]. Додаткові невеликі сигнали можуть також супроводжувати основний потік фотонів. Джерелом цих сигналів можуть бути: фотоемісія з фокусируючих електродів і дінодов; втрати фотоелектронів на першому діноді та ін. Основною причиною шумів вважається термоелектронна емісія з фотокатода із першого динода. Додатково може бути присутнім і автоемісія – холодне викидання електронів з поверхні електродів в місцях утворення значних градієнтів потенціалу в дінодній системі фотопомножувача.

Використання схем збігів (наприклад, двох ФЕП) має на увазі, що сигнали мають велику амплітуду, у всякому разі, вище порога дискримінатора і не дозволяє отримати власне відгук фотопомножувача. Однак, вони дають можливість відсікати затримані помилкові імпульси обумовлені оптичним зворотним зв'язком або бомбардуванням фотокатода позитивними іонами іонізованого остаточно газу.

Також шуми ФЕП можуть бути обумовлені впливом космічного випромінювання, радіоактивністю конструкційних матеріалів ФЕП і навколишнього середовища і мерехтінням ефектом фотокатода.

Можна припустити, що ці шумові сигнали можна апроксимувати експоненційною функцією.

Фонові сигнали, таким чином, модифікують вихідний зарядовий спектр, який буде згортою ідеального спектра (2.22) і фону. Функцію, що описує фон, розіб'ємо на дві функції, що описують відповідні парціальні розподіли фону:

$$B(x) = B_1(x) + B_2(x), \quad \int_{-\infty}^{\infty} B(x) \cdot dx = 1 \quad (2.23)$$

Перша функція (шумові процеси першого типу) описує ненульовий відгук при відсутності світлового сигналу, коли не один фотоелектрон не емітується з фотокатода. Традиційно, цей тип спектра називається «п'єдестал» і його можна описати гаусовою функцією.

Друга функція (шумові процеси другого типу) описує шумові сигнали, розподілені експоненціально, і мають різну природу походження і супроводжують власне світловий сигнал.

Визначимо w – ймовірність вимірювання шумового сигналу другого типу, а α – показник експоненціальної функції. Тоді фон цих двох типів можна параметризувати наступною функцією:

$$B(x) = \frac{(1-w)}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_0^2}\right) + w \cdot \theta(x) \cdot \alpha \cdot \exp(-\alpha x), \quad (2.24)$$

де σ_0 – стандартне відхилення розподілу шуму першого типу, а $\theta(x)$ визначається за формулою:

$$\theta(x) = \begin{cases} 0 & x < 0 \\ 1 & x \geq 0 \end{cases} \quad (2.25)$$

Уявимо п'єдестал нормальним розподілом з центром тяжіння Q_0 і дисперсією σ_0 :

$$B_1(x) = \frac{1-w}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{(x-Q_0)^2}{2\sigma_0^2}} \quad (2.26)$$

Нормировка (2.23) дає ваговий множник $1-w$ частки цього типу шумів в (2.24). Характеристична функція для $B_1(x)$ буде дорівнює:

$$\varphi_{\xi}^{B_1}(t) = M \cdot e^{it \cdot x} = (1-w) \cdot e^{i \cdot Q_0 \cdot t - \frac{1}{2} \cdot \sigma_0^2 \cdot t^2} \quad (2.27)$$

Другий тип шумів залежить від інтенсивності джерела засвічення і статистично пов'язаний з процесами поширення фотоелектронів в фотопомножувачі. Тому слід очікувати, що їх розподіл підпорядковується показовою функцією і лежить правіше п'єдесталу, так як зарядів менше «нульового» бути не може:

$$B_2(x) = w \cdot \alpha \cdot \theta(x) \cdot e^{-\alpha \cdot (x-Q_0)} \quad (2.28)$$

Показник експоненти α , що характеризує цей тип шумів, і внесок w в загальний баланс згідно (2.15) входять в (2.18) для забезпечення процедури нормування. Функція $\theta(x-Q_0)$ показує, що «негативних» зарядів в спектрі бути не повинно. Відповідна характеристична функція для $B_2(x)$ дорівнює:

$$\varphi_{\xi}^{B_2}(t) = M \cdot e^{it \cdot x} = \frac{e^{\alpha \cdot Q_0}}{\alpha - i \cdot t} \quad (2.29)$$

Таким чином, функція для підсумкового реалістичного спектра буде згортою функції ідеального відгуку фотоумножителя (2.22) і функції фону (2.24) (оскільки випадкові величини – сигнал і шум вважаються незалежними, а значить можна застосувати операцію згортки):

2.4.6. Апроксимація функції відгуку фотопомножувача

Функцію апроксимації реального спектру можна отримати згортою ідеального спектра (2.22) і шумових спектрів (2.26) і (2.28), що в просторі характеристичних функцій буде розглядатися як множення відповідних характеристичних функцій (2.23) і (2.27), (2.29):

$$\varphi_{\xi}^{real}(t) = \varphi_{\xi}^{real1}(t) + \varphi_{\xi}^{real2}(t) = \varphi_{\xi}^{ideal}(t) \cdot \varphi_{\xi}^{B_1}(t) + \varphi_{\xi}^{ideal}(t) \cdot \varphi_{\xi}^{B_2}(t) \quad (2.30)$$

Тоді зворотне перетворення дасть шукану функцію для апроксимації реального спектру фотоумножителя:

$$S^{real}(x) = S^{real1}(x) + S^{real2}(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu^n \cdot e^{-\mu}}{n!} \cdot \left\{ \frac{1-w}{\sigma_n \cdot \sqrt{2 \cdot \pi}} \cdot e^{-\frac{(x-Q_n)^2}{2 \cdot \sigma_n^2}} + \alpha \cdot w \cdot \theta(x-Q_0) \cdot e^{-\alpha \cdot (x-Q_n) + \frac{1}{2} \cdot n \cdot \sigma_1^2 \cdot \alpha^2} \right\}, \quad (2.31)$$

де визначені наступні параметри спектра:

$$Q_n = Q_0 + n \cdot Q_1, \quad \sigma_n = \sqrt{\sigma_0^2 + n \sigma_1^2} \approx \begin{cases} \sigma_0 & n = 0, \\ \sqrt{n} \cdot \sigma_1 & n > 0, \end{cases} \quad (2.32)$$

Формула (2.21) має сім вільних параметрів: Q_0 і σ_0 описують п'єдестал, Q_1 і σ_1 – одноелектронний пік, α і w – шуми другого типу і їх ваговий внесок

в загальні шуми згідно (2.15), μ – середнє число фотоелектронів. При $n \rightarrow 0$ вона зводиться фактично до (2.2) і (2.3), вважаючи при цьому, що інтеграл від п'єдесталу буде дорівнювати N_{ped} . Для великих n отримуємо:

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu^n \cdot e^{-\mu}}{n!} \rightarrow \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot \mu}} \cdot e^{-\frac{(n-\mu)^2}{2 \cdot \mu}} \cdot dn, \quad n \rightarrow \infty, dn \rightarrow 0 \quad (2.33)$$

тобто відгук ФЕП набуде вигляду гаусіана:

$$S_{\infty}^{\text{real}}(x) \rightarrow \frac{1}{\sigma_{\infty} \cdot \sqrt{2 \cdot \pi}} \cdot e^{-\frac{(x-Q_{\infty})^2}{2 \cdot \sigma_{\infty}^2}}, \quad Q_{\infty} = \mu \cdot Q_1, \sigma_{\infty}^2 = \mu \cdot \sigma_1^2 \quad (2.34)$$

Тут введені вимірювані за формою спектру параметри Q_{∞} і σ_{∞} , так що можна отримати і наближення для великих n (див. (2.4)).

Для практичних випадках ($\sigma_0 \ll \sigma_1$) стандартне відхилення $\sqrt{\sigma_0^2 + n \cdot \sigma_1^2}$ для $G_n(x)$ перетворюється в стандартне відхилення $\sigma_1 \cdot \sqrt{n}$ ідеального фотопомножувача, а $\delta(x)$ – в гаусову функцію зі стандартним відхиленням σ_0 .

Таким чином, знайдена функція відгуку (зарядовий спектр) має сім нефеноменологічних параметрів, відповідних реальному світловому сигналу:

- Q_0 – становище п'єдесталу;
- σ_0 – стандартне відхилення п'єдесталу;
- Q_1 – середній заряд на виході ФЕП, коли один фотоелектрон зібраний на 1-му діоді;
- σ_1 – стандартне відхилення розподілу заряду від одного фотоелектрона: параметри Q_1 і σ_1 визначають процес множення діодної системою;

- μ – середня кількість фотоелектронів, утворених на фотокатоді ФЕП і зібраних дінодною системою, яка пропорційна інтенсивності світлового джерела.
- α – показник експоненціальної функції другого типу;
- w – частка фону другого типу.

Істотним елементом описаного вище підходу є те, що інтенсивність світлового джерела може бути відділена від процесів множення. Цей факт буде грати ключову роль при калібрування і моніторингу спектрометричного каналу.

При моделюванні поведінки фотопомножувача в залежності від параметрів у формулі (2.20) використовувався пакет ROOT5 [68], а при фітінгуванні реальних спектрів – метод χ^2 з помилками або метод максимальної правдоподібності з пакета FUMILI [58,59].

На рис. 2.11.÷2.13. показані спектри моделювання фотопомножувача в залежності від деяких важливих параметрів. Добре видно еволюція п'єдесталу і поступове перетворення відгуку фотоумножителя у гаусів пік уже при $\mu \sim 7$ ф.е. Цікаво порівняти ці результати з подібними, отриманими наближеними методами в [59]. Спектри отримані використанням вар'ювання параметрів, що досліджуються близько до реальних: середнього числа фотоелектронів μ , дозволу одноелектронного піку σ_1 , коефіцієнта множення дінодної системи Q_1 .

Цей підхід дозволяє вивчати залежність параметрів та їх вплив на перетворення світла у реальний спектр заряду, вивчати вплив шумів на спектр та, мабуть, конструювати ідеальні фотопомножувачи. Також цей метод прямого порівняння з реальним спектром дозволяє виявити конструкторські особливості ФЕП та дефекти. Наприклад, проліт частки фотоелектронів прямо на дінод, що дає додатковий пік на спектрі для ФЕП з металевим дінодом фірми HAMAMATSU H56000 [50].

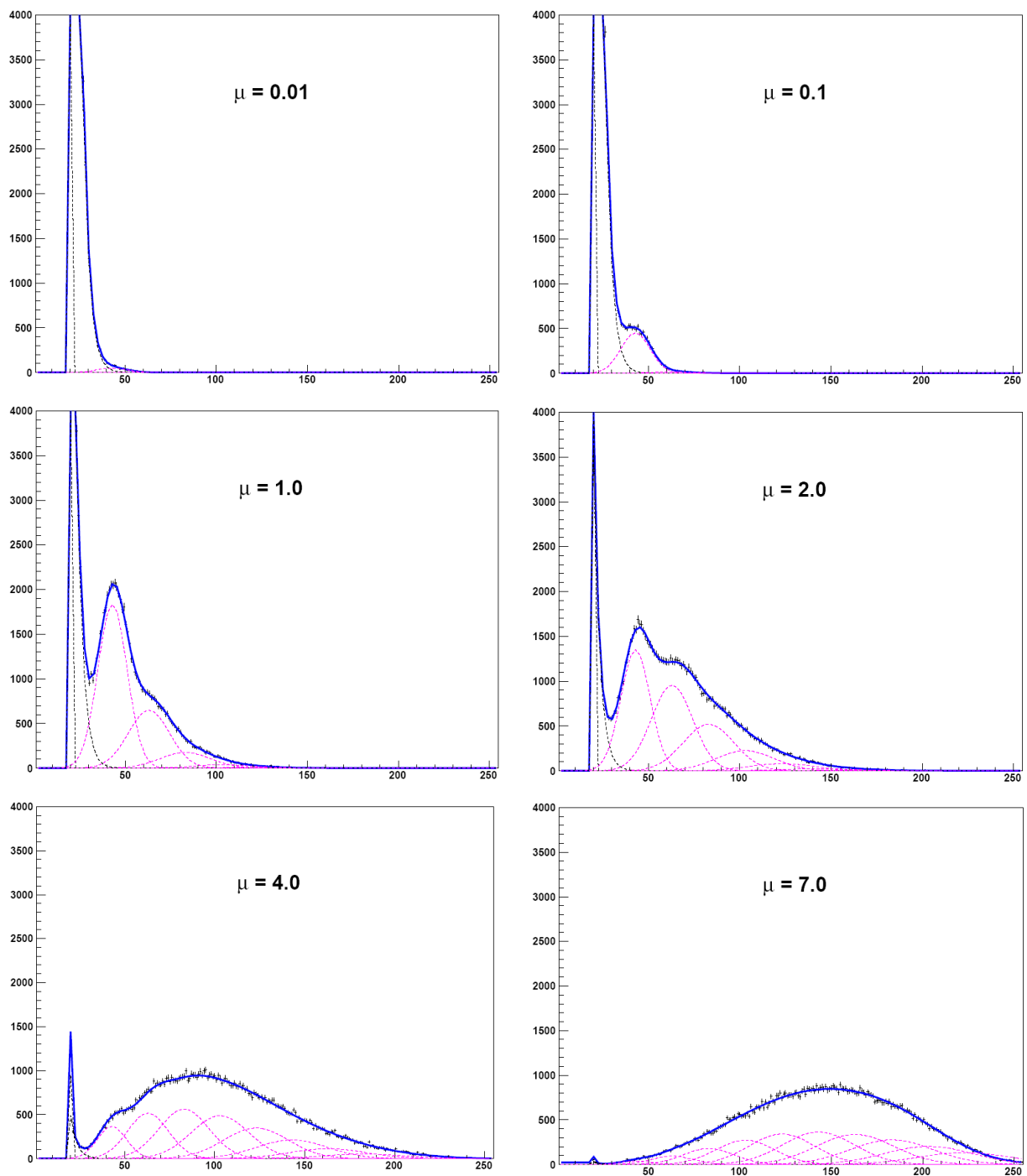


Рис. 2.11. Спектр фотоумножителя в залежності від середнього числа фотоелектронів μ .

На рис. 2.11. добре можна побачити складний вид одноелектронного піку навіть для ідеального спектра фотопомножувача. Таки спектри характерні для квантоконів. Тому досить ясно, чому з реального спектра отримати точне значення середнього числа фотоелектронів з необхідною точністю важливо.

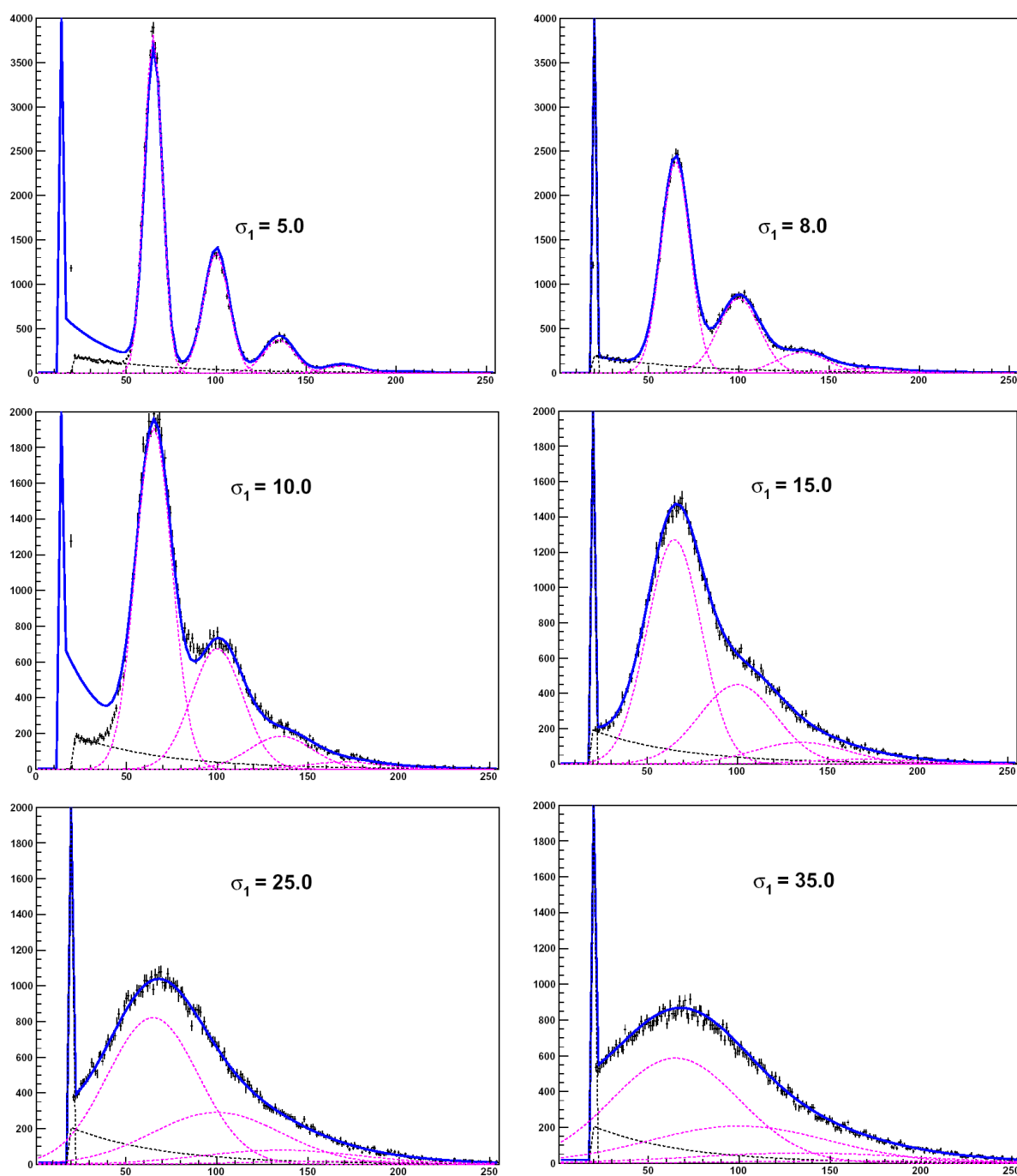


Рис. 2.12. Спектри фотоумножителя в залежності від дозволу одноелектронного піку σ_1 .

На рис. 2.12. видна залежність виду спектра фотопомножувача від дозволу одноелектронного піку σ_1 . Спектр з найменшим $\sigma_1=5$ схожий на спектр кремнієвого фотоприймача SiPM. Такі спектри будуть детальніше розглянуті нижче.

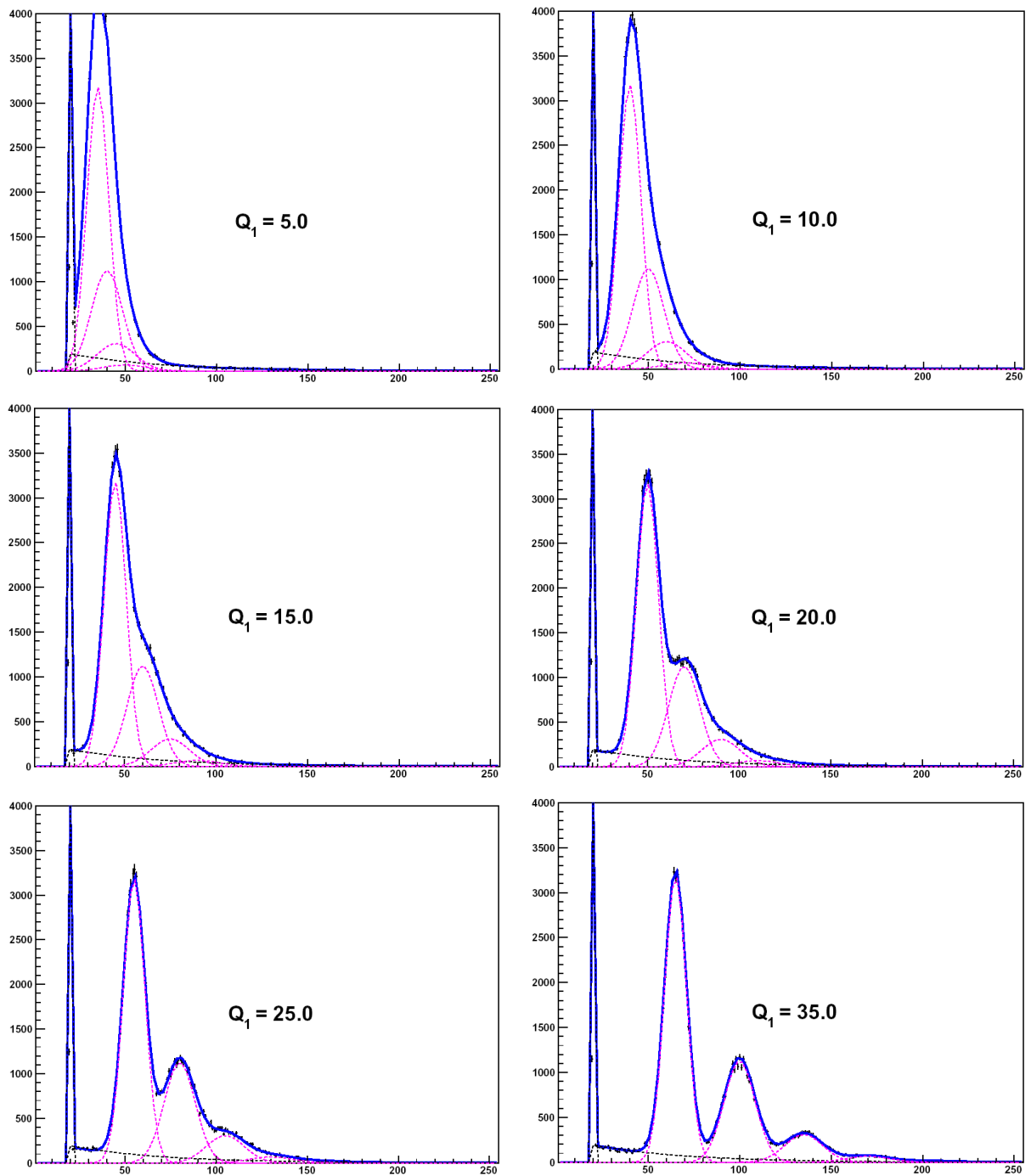


Рис. 2.13. Спектри фотоумножителя в залежності від коефіцієнта множення дінодної системи Q_1

Таким чином, знайдена функція фітінгів реального відгуку фотоумножителя дозволяє описати всі ефекти реального фотоумножителя і окремо розглядаються їх вплив на ту чи іншу частину спектру для вивчення і розуміння їх впливу вже шляхом моделювання. Особливий

інтерес представляє вивчення реального відгуку на малі засвічення фотокатода.

2.5. Методика вимірювання малої кількості світла

Таким чином, методика коректного визначення числа фотоелектронів полягає в наступному. На установці (рис. 2.9.) проводиться калібрування шкали ЗЦП в числах ф.е. шляхом засвічення фотокатода світлодіодом. Після чого, набирається спектр з досить великою статистикою подій. У наступній off-line обробці підбираються вільні параметри відповідно до формул (2.31) і (2.32) так, щоб функціонал χ^2/ndf був мінімальним. Тоді, зокрема, знаходиться точно μ , тобто середнє число ф.е. розподілу Пуассона і одноелектронний пік в числах каналів, який в подальшому використовується для калібрування шкали зарядово-цифрового перетворювача в числах фотоелектронів.

На рис. 2.14. наведені спектри ФЕП-85, отримані при засвічення в межах $\mu = 0.87 \div 4.25$ ф.э. Найголовніший результат цієї методики - висока точність отримання середнього числа фотоелектронів, яка досягається статистикою подій, тобто набраним спектром, і задовільна відтворюваність результатів, чого не можна було досягти іншими методами.

Природно, необхідно ретельно налаштувати спектрометричний канал, підібрати стабільний режим світлодіода і фотопомножувача для мінімізації систематичної помилки. Все це необхідно для того, щоб бути впевненим в пуассоновському характері джерела світла і процесу реєстрації фотонів і лінійності роботи фотопомножувача і його довготривалої стабільності.

З огляду на можливість набору великої кількості імпульсів на стенді зі світлодіодом, можна істотно знизити статистичну помилку вимірювання,

що дасть можливість визначити коефіцієнти фітінгів з дуже хорошою точністю.

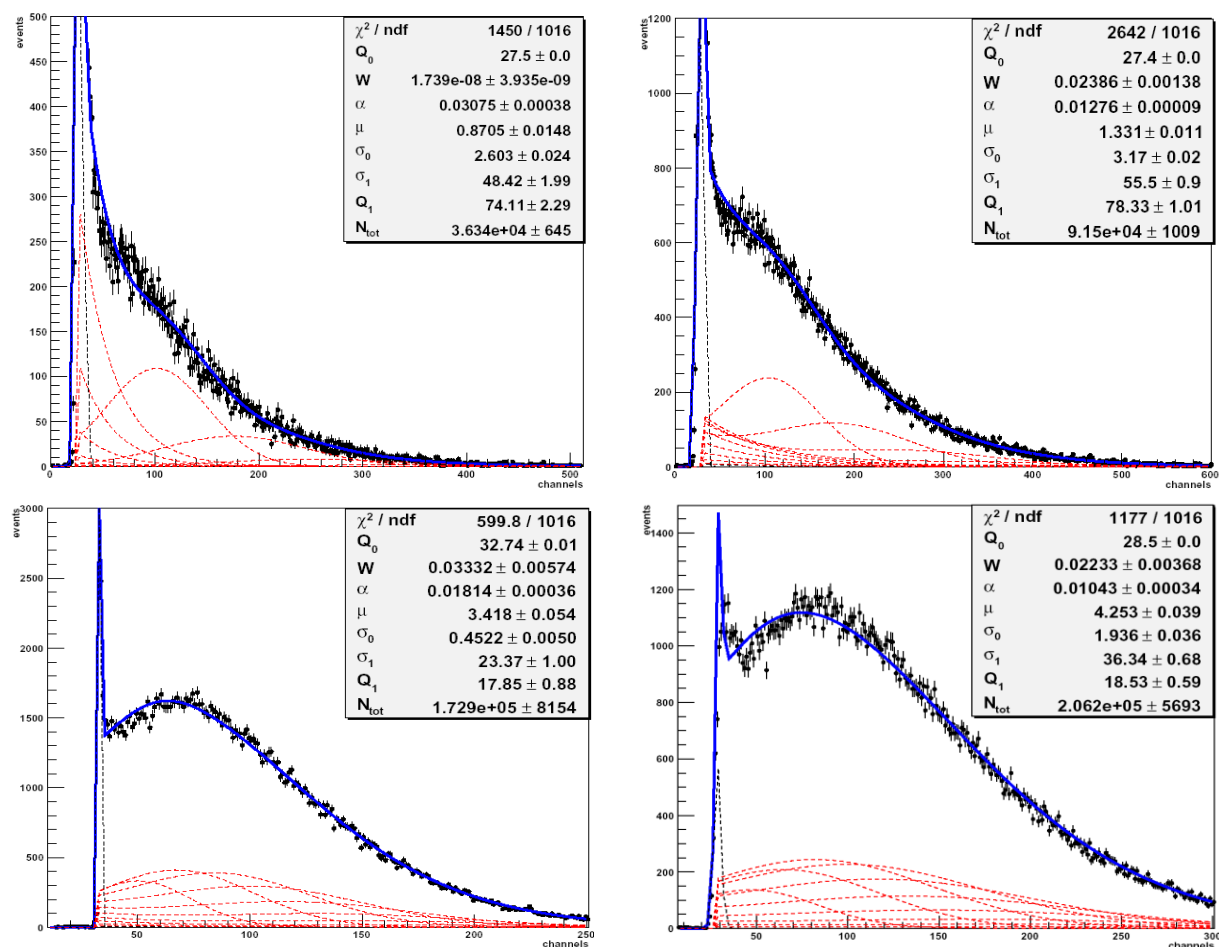


Рис. 2.14. Амплітудні спектри для ФЕП-85 при різних засвіченнях від світлодіода.

Граничною помилкою вимірювання залишиться систематична помилка, пов'язана з температурним дрейфом апаратури та якістю фотоприймача (його конструкцією).

2.6. Вимірювання параметрів мюонного детектора

За допомогою описаної вище установки вимірювалася залежність світосбора від довжини лічильника (прототипів мюонних лічильників установки SDC) для космічних мюонів – частинок з мінімально іонізуючою здатністю або джерелом електронів ^{90}Sr . Таким чином можна отримати величину технічну довжину загасання (TAL) і порівняти її з іншими

детекторами. Зробити це з достатньою точністю до сих пір не вдавалося. Різні автори, в тому числі і фірми-виробники довгих сцинтиляційних балок [70,71], давали результати по параметру TAL відрізняються майже в два рази. Це призводило до того, що сцинтилятор міг бути обраний помилковою товщини, конструкція могла бути дорогою і не оптимальною. Причиною такого розкиду параметрів була недостатньо точні методики вимірювання ф.е. (що проявлялася в великих середньоквадратичних помилках вимірювання), що, в свою чергу, призводило до більших помилок при фітінгованні параметрів довжини загасання в сцинтилятор. Нова методика, як було показано вище, дає дуже малу помилку параметрів фіта, а значить, з'явилася можливість дуже точно порівнювати параметри конструкцій однотипних детекторів різних наукових груп або виробників.

За набраним спектру (при заданій відстані) визначався середній сигнал від мюона з наступного виразу:

$$N_{\mu} = (Q - Q_0) / Q_1.$$

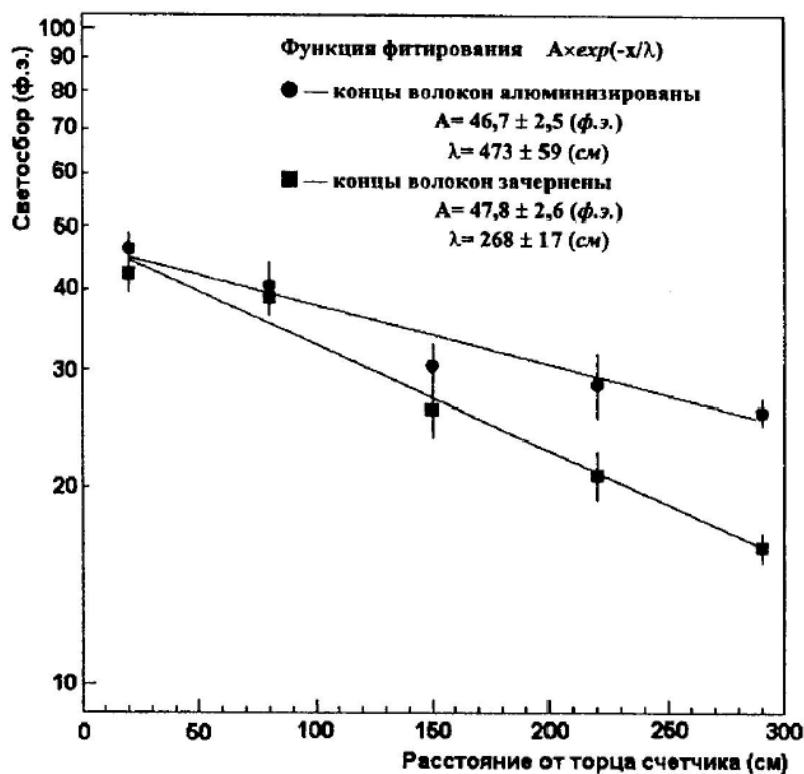


Рис. 2.15. Параметри технічної довжини загасання в лічильнику довжиною 300 см при зачорнених і алюмінізованих торцях волокон.

На рис. 2.15. показана залежність збору світла в числах ф.е. як функція відстані до переднього торця прототипу мюонів лічильника довжиною 300 см.

Вимірювання проводились з зачорненими (квадратні точка) і алюмінізованими (круглі точки) торцями волокон для оцінки якості рефлектора (алюмінієва майларовим смужка, наклеєна на протилежний від фотокатода торець сцинтиляційної пластини).

Експериментальні дані апроксимувались функцією:

$$A = A_0 \cdot \exp(-x/\lambda), \quad (2.35)$$

де λ – ефективна довжина загасання.

Попередньо проводилася процедура абсолютного калібрування шкали

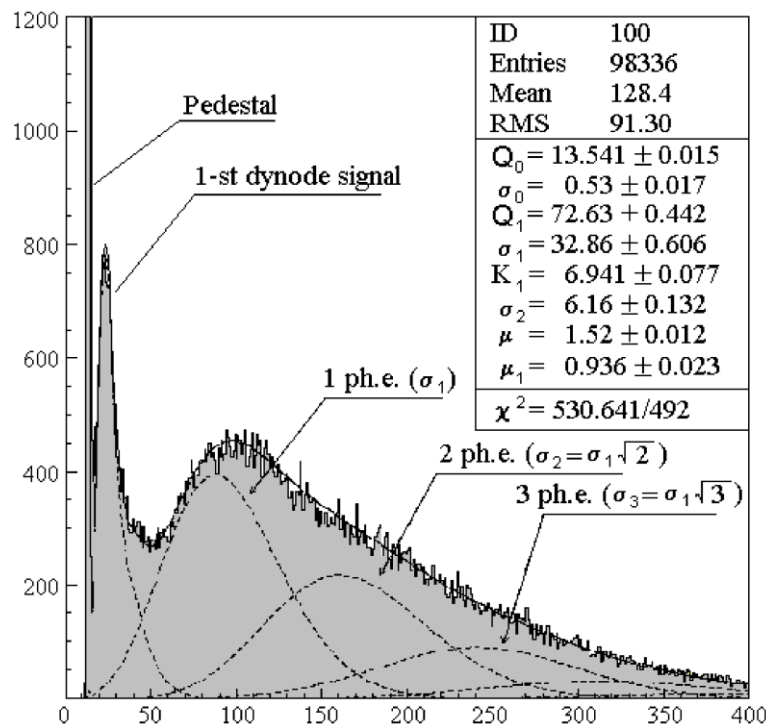


Рис. 2.16. Спектр фотоумножителя R5600.

Показаний результат процедури калібрування після підсвічування світлодіодом.

ЗЦП в числах фотоелектронів (рис. 2.16.) З малюнка 2.15. видно, що для

даного лічильника ефективна довжина загасання складає 268 см і 473 см для різних умов светосбора при $\mu = 25$ ф.э. з далекого кінця лічильника.

Відзначимо, що для 100 % ефективності реєстрації мінімально іонізуючої частинки в полістирольних сцинтиляторах досить мати $\mu \geq 106$ у.

На підставі нової методики вимірювань в [34,35] проводився порівняльний аналіз лічильників однакових розмірів і довжиною 2 м, але зроблених з різних матеріалів: UPS923A (м.Харків) та NE 114 (Nuclear Enterprisys Ltd). Останній еквівалентний BC 416 (Bicron Corp.). Световиход у UPS923A був вище на 25%. На мал. 2.17. показані порівняльні характеристики для зразків довжиною 2 м, та початковий розмір прототипу мюонного лічильника установки SDC. Тому для порівняння після вимірювання параметрів прототипу розміри образців були зрівняні.

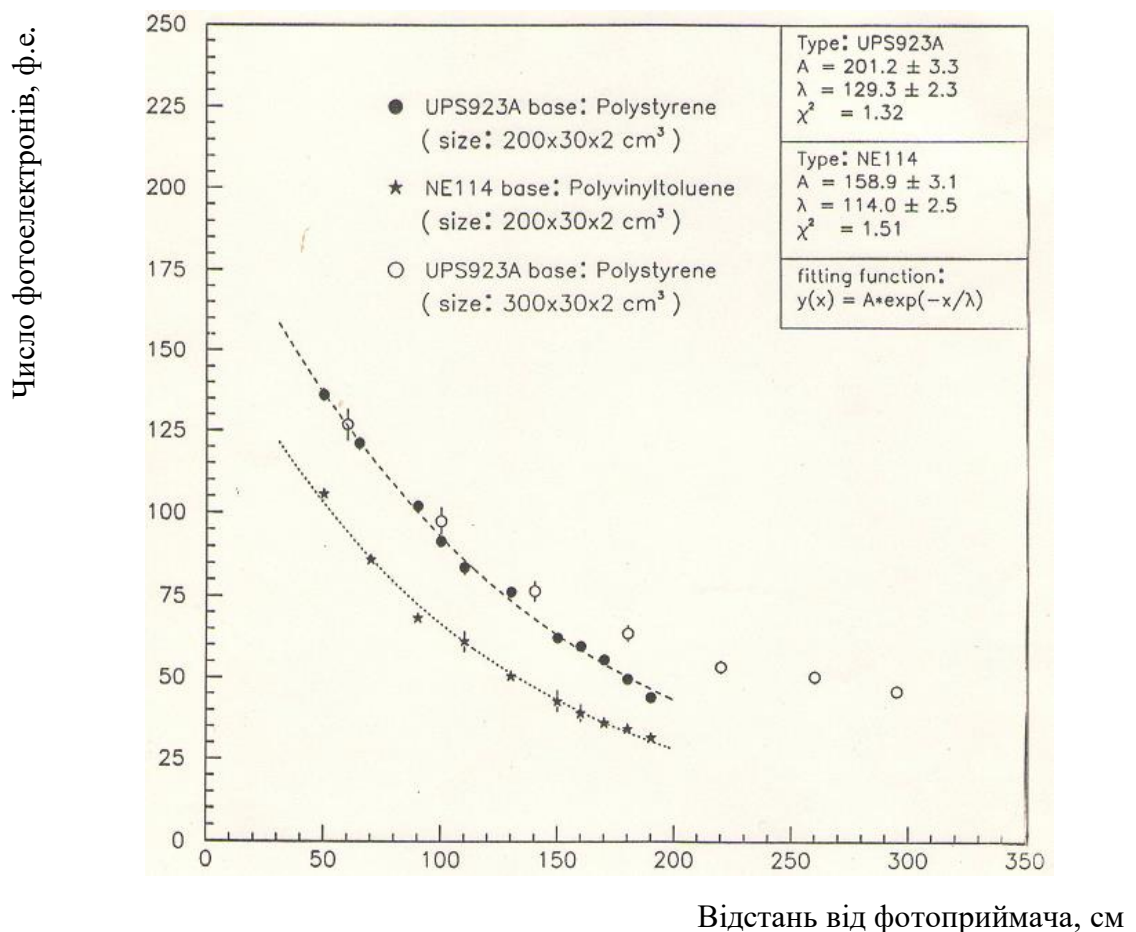


Рис. 2.17. Залежність световихода від відстані до фотоумножителя. Прототип лічильника SSC.

Таким чином, розвинена модель відгуку реального фотоумножителя на основі методу характеристичних функцій. Отримано загальна формула, що описує функцію відгуку фотоумножителя, з параметрами, які мають ясний і фізичний зміст. Ця формула має аналітичний вираз, на відміну від формули попередньої роботи [34, 35], що істотно спрощує подальшу off-line обробку спектра. Формула зручна при використанні з framework ROOT (CERN). Критерієм застосовності функцій апроксимації зарядового спектра є збіжність за критерієм χ^2 -квадрат.

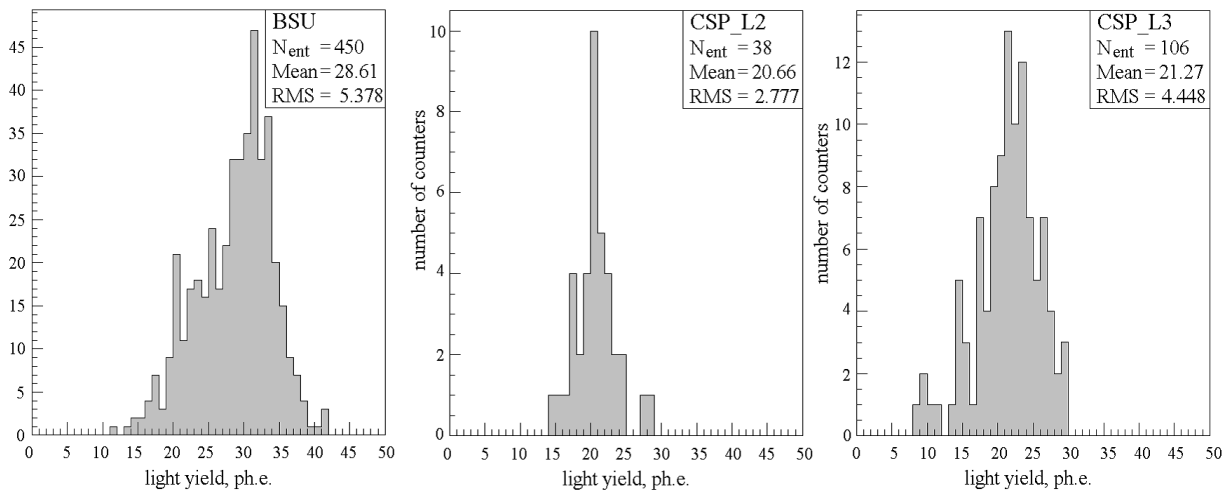


Рис. 2.18. Результат вимірювання световихода (Ф.Е.) з протилежного кінця лічильників BSU, CSP відразу після збирання.

Даний підхід також використовувався при дослідженнях довготривалої стабільності параметрів сцинтиляційних детекторів установки CDF II (рис. 2.18.), при тестуванні лічильників при їх масовому виробництві в Харкові.

2.7. Розробка перспективних мюонних детекторів

У зв'язку з запуском установок LHC програма фізичних досліджень на установці CDF II була нещодавно завершена (за винятком off-line обробки отриманих експериментальних результатів). Подальший розвиток

експериментів в Фермилабе пов'язують з пошуком рідкісних розпадів типу конверсії мюона в електрон (експеримент $\mu 2e$ [72]), що дало б пряму вказівку на відхилення від СМ. І значна роль тут буде відведена мюонним системам наступного покоління, які будуть працювати при підвищених радіаційних навантаженнях та в сильних радіаційних полях після модернізації прискорювача Теватрон (FNAL). Особливо привабливим представляється при розробці таких систем і лічильників використання нового типу фотопомножувача [73] – гейгеровського лавинного фотодіода (SiPM), здатного реєструвати окремі фотони.

Останнім часом твердотільні (кремнієві) фотопомножувачі SiPM знаходять широке застосування в зв'язку з унікальними їх властивостями: високою квантовою ефективністю (до 90 %), великому посиленню ($> 10^5$), швидкому відгуку (< 1 нс), низькій робочій напрузі (20÷100 В), невеликими флуктуаціями посилення і низькою вартістю. Однак, лавинний режим роботи напівпровідникового фотопомножувача висуває особливі вимоги до стабільності робочої точки (як по напрузі, так і по температурі). Недоліками SiPM є: обмежений діапазон лінійності ($< 10^2 \div 10^3$), знижена чутливість (в порівнянні з ЛФД), великі шуми (до декількох МГц), обмежена радіаційна стійкість, післяімпульси (затримані сигнали – afterpulsing). До специфічних недоліків слід віднести ефект випадкових спрацьовувань сусідніх пікселів (cross-talk) за рахунок перехресних оптичних наведень. Незважаючи на це, найбільш вдале перспективний напрямок застосування SiPM – лічильники частинок, наприклад, використані на установці MINOS [60÷62,67] в мюонних стріпових детекторах. Таким чином, основне застосування SiPM – сумісна система ФЕП-волокно, що дає можливість оптимально зчитувати світло з сцинтиляторів на подавати його на значну відстань.

2.7.1. Дослідження параметрів SiPM

Многопиксельні фотодіоди розроблені як з'єднання типу «метал-резистор-напівпровідник», що складається з багатьох фоточутливих осередків (пікселів), кожна з яких працює в так званому гейгеровському режимі. Всі пікселі навантажені на одну загальну омичну навантажку. Оскільки вони розташовані на одній підкладці, сумарний сигнал складається. Так само, як і в гейгеровському газовому лічильнику, в спрацьованому пікселі розвивається електронна лавина, що призводить до лавинного посилення майже до 10^6 , тобто того ж порядку, що і у ФЕП. Лавина гаситься за рахунок зовнішнього струмообмежувального опору ($R_{огр.} \sim 1 \text{ МОм}$). SiPM представляють собою новий тип специфічного фотосенсора, який поки не отримав широкого поширення в практиці розробки детекторів. Це пов'язано, перш за все, з дуже малим діаметром фотокатода. Тому потрібно їх детальне дослідження стосовно до розв'язуваної задачі.

Таблиця 2.7.1

Параметры	Символ	Значение		Единица измерения
		СРТА 151-30	S10362-11-050U	
Эффективная площадь		Ø 1.28	1×1	мм
Число пикселей		796	400	-
Размер пикселя			50×50	мкм
Фактор заполнения			61.5	%
Область спектральной чувствительности	λ	400÷900	320÷900	нм
Максимальная чувствительность	λ_p	600	440	нм
Квантовая эффективность	PDE	40 (при 600 нм)	50 (при 440 нм)	%
Временное разрешение (FWHM)			200÷300	пс
Рабочее напряжение	U_p	25÷34	60÷80	В
Темновой ток	I	0.3÷1.1		мкА
Ёмкость	C_{apd}	40	35	пФ
Усиление	M	$2 \cdot 10^5 \div 10^6$	$7.5 \cdot 10^5$	-
Кросс-толк				%
Темновой счёт (на уровне 0.5 ф.э.)		0.3÷1.2	0.8 (при 440 нм)	МГц

Так наприклад, на установці $\mu 2e$ потрібно створити мюонний детектор не тільки великої індивідуальної площі, але і з достатньою точно відомою ефективністю реєстрації, як мюонів, так і фонових частинок (в основному, нейтронів). Подальша логіка розвитку мюонних детекторів привела до ідеї використовувати SiPM для мюонного комплексу $\mu 2e$. Для цього необхідно позбутися від великих індивідуальних шумів шляхом включення двох фотодетекторів на збіги і підібрати оптимальну робочу точку (що зажадає, по всій видимості, застосування охолодження). Подальше виклад присвячено створенню прототипу такої конструкції.

Особливостям роботи SiPM, вивчення їх незвичайного відгуку останнім часом приділено значну увагу [62,64÷67,69]. Нижче досліджувалися многопиксельні напівпровідникові фотопомножувачі виробництва ЦПТА [73] і HAMAMATSU [44]. Їх параметри наведені в таблиці 2.7.1. Як видно з таблиці у SiPM значний темновий рахунок, який створюється лавинами від електронів провідності, які, в свою чергу, з'являються через теплові флуктуації.

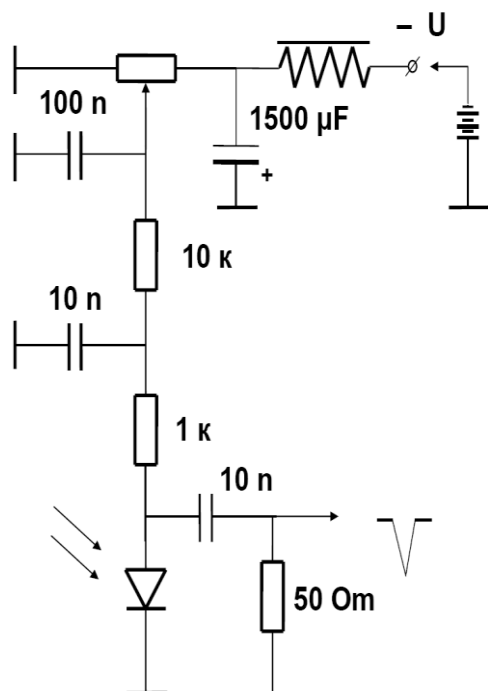


Рис. 2.19. Принципова схема включення кремнієвого фотоумножителя СРТА-151-30 і вихідного фільтра.

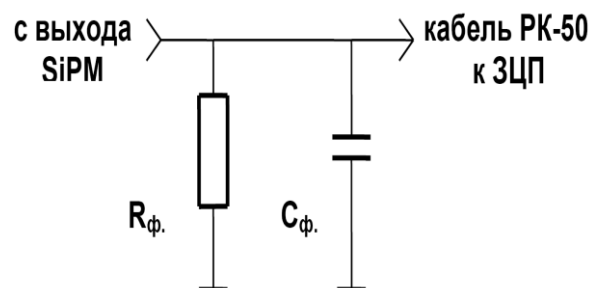


Схема включення наведена на рис. 2.19. Відмінна частина полягає у використанні індивідуально підібраних RC-фільтрів для кращого узгодження з коаксіальним кабелем і входом ЗЦП LeCroy 2249A. Як узгоджувальний підсилювач використовувався швидкий малOSHумний підсилювач AMP-PLN05 фірми ЦПТА, а також свермалошумячий підсилювач OLYMPUS 5682 [74]. Основне їхнє завдання - оптимальне узгодження швидкого виходу SiPM з кабелем. Фільтр $R_{\phi}C_{\phi}$ дозволяв поліпшити параметри п'єдесталу ЗЦП за рахунок обрізання надвисокочастотної складової сигналу з SiPM.

Розроблений стенд (рис. 2.20.) дозволяв здійснювати набір спектрів від подій проходження космічних частинок (мюонів) через лічильники S_1 і S_2 . Розміри тригерних лічильників: $50 \times 50 \times 10$ мм³. Напруга живлення фотопомножувачів ФЕП-85 становило 750 В. Використовувалося два режими роботи стенда (відповідно до методики п.2.11).

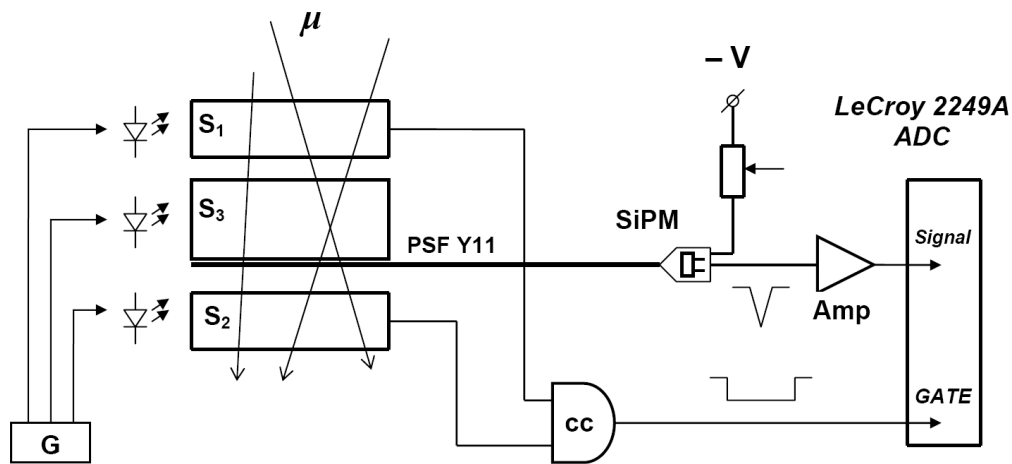


Рис. 2.20. Схема вимірювання амплітудних спектрів детектора з фотоприймачем SiPM СРТА-151 за допомогою волоконного зчитування від космічних променів.

Умовні позначення: S_1 , S_2 – сцинтиляційні лічильники (тригер) з фотопомножувачами ФЕУ-85, S_3 – досліджуваний детектор, **PSF Y11** – шіфтерное волокно KURARAY Y11, **SiPM** – кремнієвий фотопомножувач, **Amp** – підсилювач, ADC 2249A – перетворювач «заряд-цифра» в стандарті КАМАК, **CC** – схема збігів, G – імпульсний генератор харчування швидких світлодіодів.

Перший, коли включався імпульсний генератор засвічення світлодіодів і набирался спектр з детектора S3. За параметрами спектра здійснювалася калібрування спектрометричного тракту в числах фотоелектронів. Другий, коли здійснювався набір спектра S3 по триггеру від космічних променів. Це давало можливість оцінити втрачену енергію мюона (m.i.p.) в MeV. Таким чином, можна оцінити параметри конструкції лічильника в одиницях ф.е./MeV, що дає можливість абсолютного їх порівняння. Зчитування інформації здійснювалося через контролер крейта КАМАК [56] за допомогою системи збору даних LabVIEW 8.6 [75].

Приклади амплітудних спектрів, отримані з різними підсилювачами, наведені на рис. 2.21. и 2.22. Спектри фітірувались функцією, отримання якої аналогічно описаному в п.2.10 за допомогою методу характеристичних функцій. При цьому істотно змінилася модель, обумовлена особливостями роботи SiPM. В даний час існує декілька підходів до вибору функції фітірування LED SiPM. Вони враховують ту чи іншу особливість роботи кремнієвого фотопомножувача, тому що в цілому спектри досить незвичайні і відрізняються від спектрів фотопомножувача. Як правило, оцінку середнього числа фотоелектронів μ можна проводити функцією, що враховує пуассоновський характер фотоконверсії і процес множення електронної лавини гейгеровській моди і перехресні наведення, наприклад, як у роботі [64].

В даний час SiPM дуже поширюються у фізиці високих енергій, бо технологія їх виготовлення хорошо освоювана різними фірмами. Тому пошук нових конструкцій SiPM, поліпшення параметрів, знижка вартості дуже впливає і на розвиток методів моделювання.

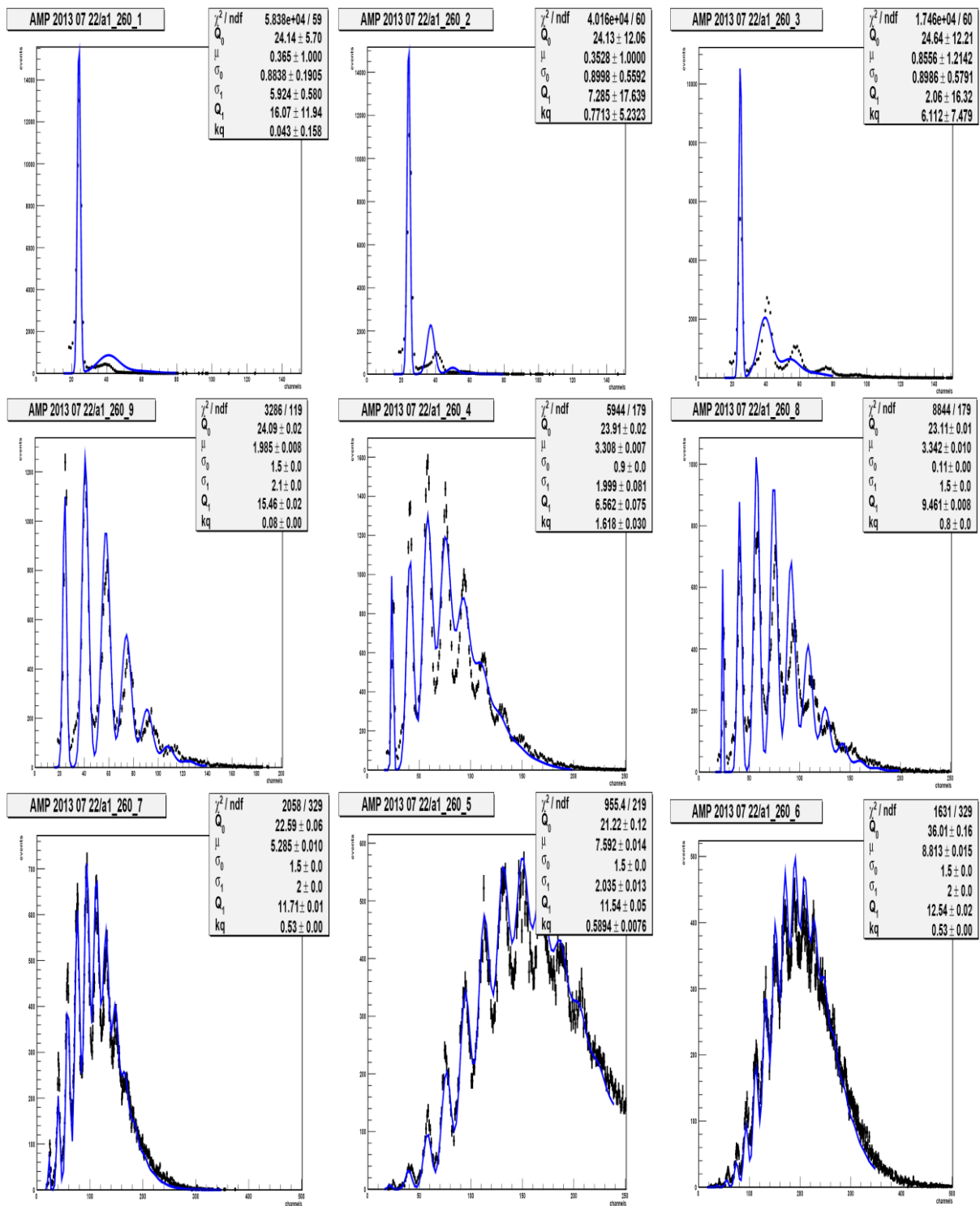


Рис. 2.21. Амплітудні спектри, отримані при освітленні SiPM світлодіодом (область маого освітлення) з підсилювачем AMP-PLN05. Ширина «воріт» - 100 нс.

Але найкраще, на наш погляд, підходить «класична» формула (2.22). Додатково використовувалася формули (2.2) і (2.3). У формулі фіта

введений додатковий параметр, який враховував розширення одноелектронного піку за рахунок шум-фактора SiPM.

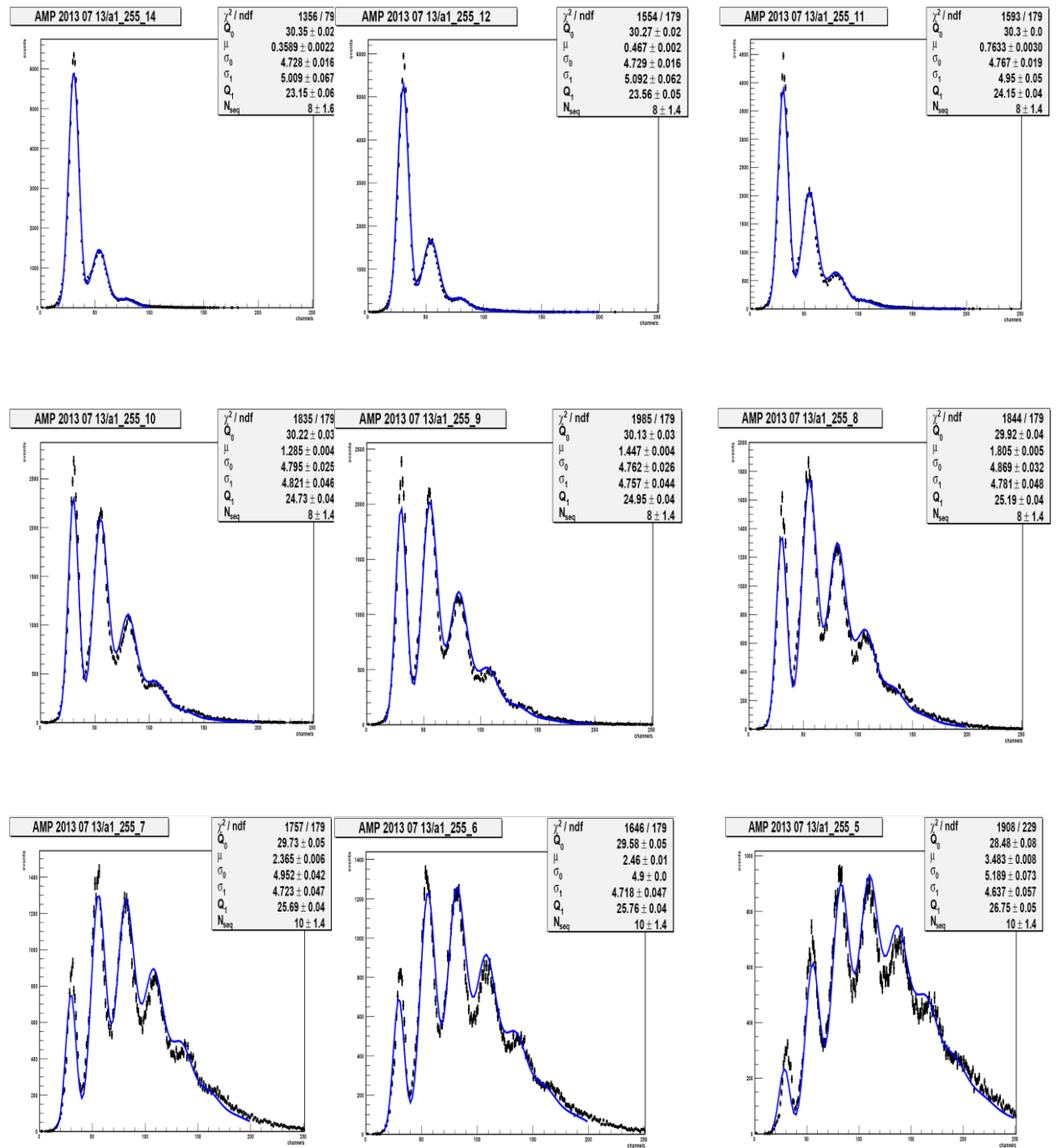


Рис. 2.22. Амплітудні спектри, отримані при освітленні SiPM світлодіодом (область малого освітлення) з підсилювачем OLYMPUS 5682. Ширина «воріт» - 200 нс.

Невеликі «накиди» в перших піках, погіршують χ^2 -квадрат, і пов'язані з невеликим підмішуванням шумів в загальну статистику за рахунок якості

апаратури і підбору затримок в каналах «воріт» і сигналу. Таким чином, підгонка експериментальних даних методом хі-квадрат в значній мірі визначається якістю тригера.

2.7.2. Дослідження параметрів зразків сцинтилятора з SiPM зчитуванням

З метою дослідження ефективності реєстрації збірки «сцинтилятор-волокно-SiPM» на реальних частинках (космічні мюони) і можливостей світлозбору для реальних конструкцій зразків, виготовлених з сцинтилятора UPS 923, створений стенд (рис. 2.23.). Вихідні сигнали від космічних частинок з лічильників S_1 та S_2 через попередні помножувачі подавалися на формувачі стандартних NIM-імпульсів Sh_1 і Sh_2 .

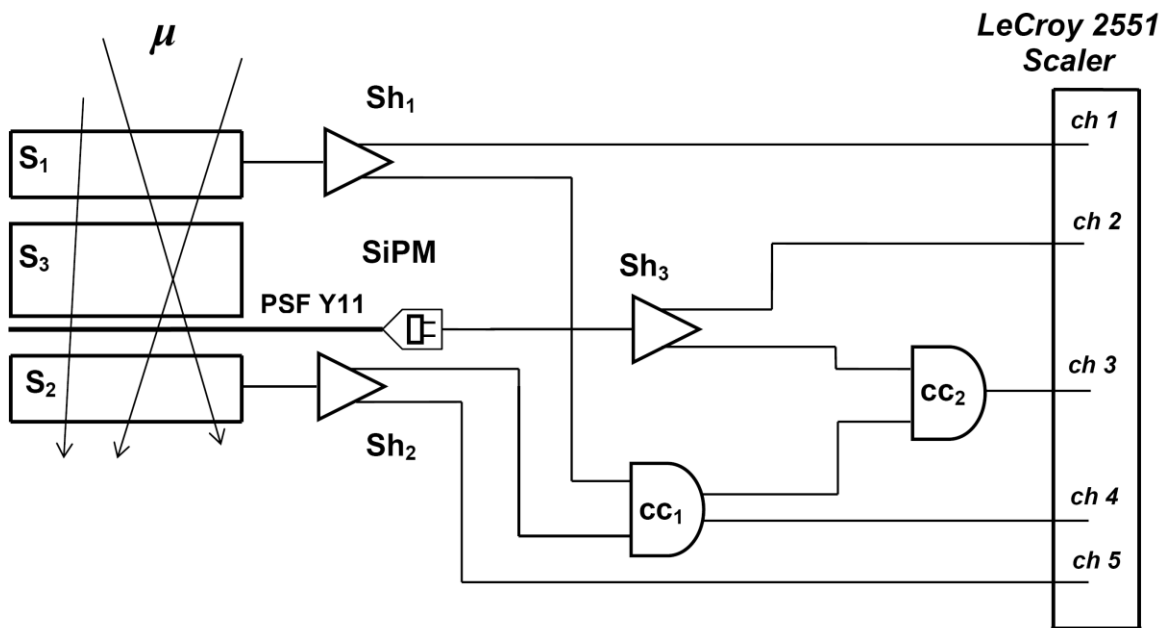


Рис. 2.23. Принципова схема вимірювання ефективності реєстрації $\varepsilon = N_{123}/N_{12}$ детектора S_3 від космічних променів.

Умовні позначення: **Sh1, Sh2, Sh3** – формувачі (інші позначення див. рис. 2.16.).

Середнє завантаження при цьому становила не більше декількох імпульсів (~ 4) за секунду, що забезпечувало рівень випадкових збігів $N_{\text{вип.}} = 2 \cdot \tau \cdot n_1 \cdot n_2 = 2 \cdot 50 \cdot 10^{-9} \cdot 4 \cdot 4 < 10^{-7}$ (при тривалості вихідних сигналів формувачів Sh_1 і Sh_2 рівних 50 нс). Зразки представляли собою пластини

площею $50 \times 50 \text{ мм}^2$ різної товщини, що були загорнуті у майлар. Волокно PSF Y11 кріпилося до пластин (способи кріплення представляли собою досить складне технологічне завдання, що зажадало створення спеціального точного верстата). Напруга живлення на лічильнику S_3 змінювалося в межах $25.3 \div 28.5 \text{ В}$. При цьому шумові сигнали з SiPM змінювалися від 10 до $2 \cdot 10^6$ имп./с. Поріг формувача Sh_3 варіювався в межах $12 \div 35 \text{ мВ}$.

Сигнали з S_1 , S_2 , S_3 , CC_1 , CC_2 подавалися на лічильник LeCroy 2551 Scaler і далі через контролер CC02 крейта КАМАК в комп'ютер. Програма накопичення даних написана на LabVIEW 8.6 [75]. Подальша обробка проводилася в режимі off-line в пакеті ROOT5 [68]. Досліджувалася залежність ефективності

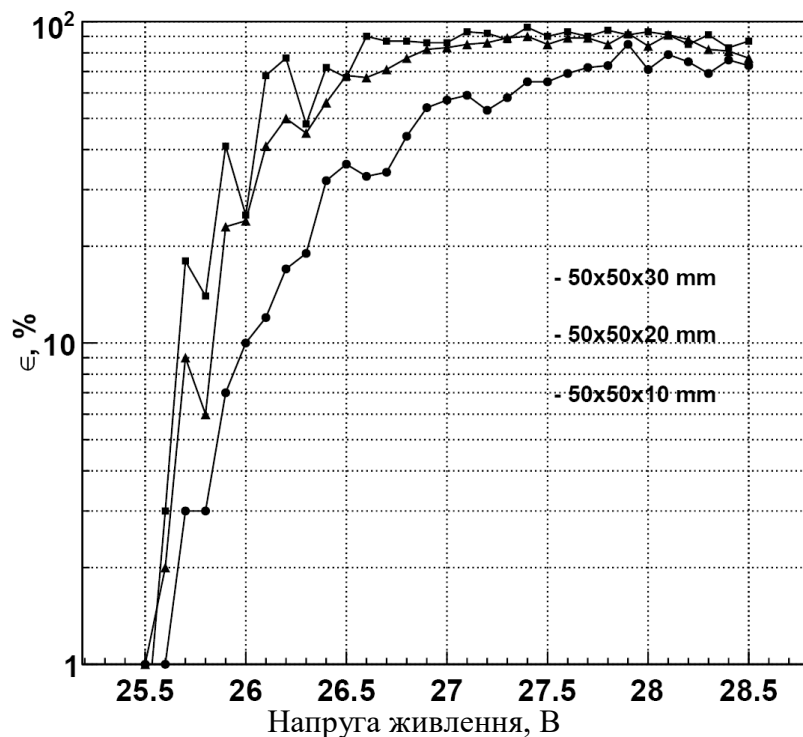


Рис. 2.24. Залежність ефективності реєстрації сцинтиляційних зразків від робочої напруги харчування SiPM.

реєстрації $\varepsilon = N_{S1S2S3}/N_{S1S2}$ (або N_{ch3}/N_{ch4} згідно рис.2.7.2.) від напруги на SiPM для різної товщини сцинтилятора лічильнику S_3 . Як видно з

рис. 2.24., Ефективність реєстрації виходить на плато при 26.6 В при товщині 20 мм і становить 92 %. При цьому спосіб кріплення волокна до сцинтилятора істотно не позначався на ефективності реєстрації, оскільки фактично втрат світла не було (як в інтегруючий сфері).

З огляду на значні шуми SiPM, необхідно використовувати, як правило, два фотосенсора на один сцинтиляційний блок, включені в схему збігів таким чином, щоб випадкові збіги були значно менше корисних сигналів $N_{сл.} \ll N$.

2.7.3. Абсолютне калібрування шкали ЗЦП за допомогою SiPM

Використання кремнієвих фотопомножувачів спрощує калібрування шкали перетворювачів «заряд-цифра» оскільки за рахунок високої квантової ефективності піки фотоелектронів відокремлюються [61] один

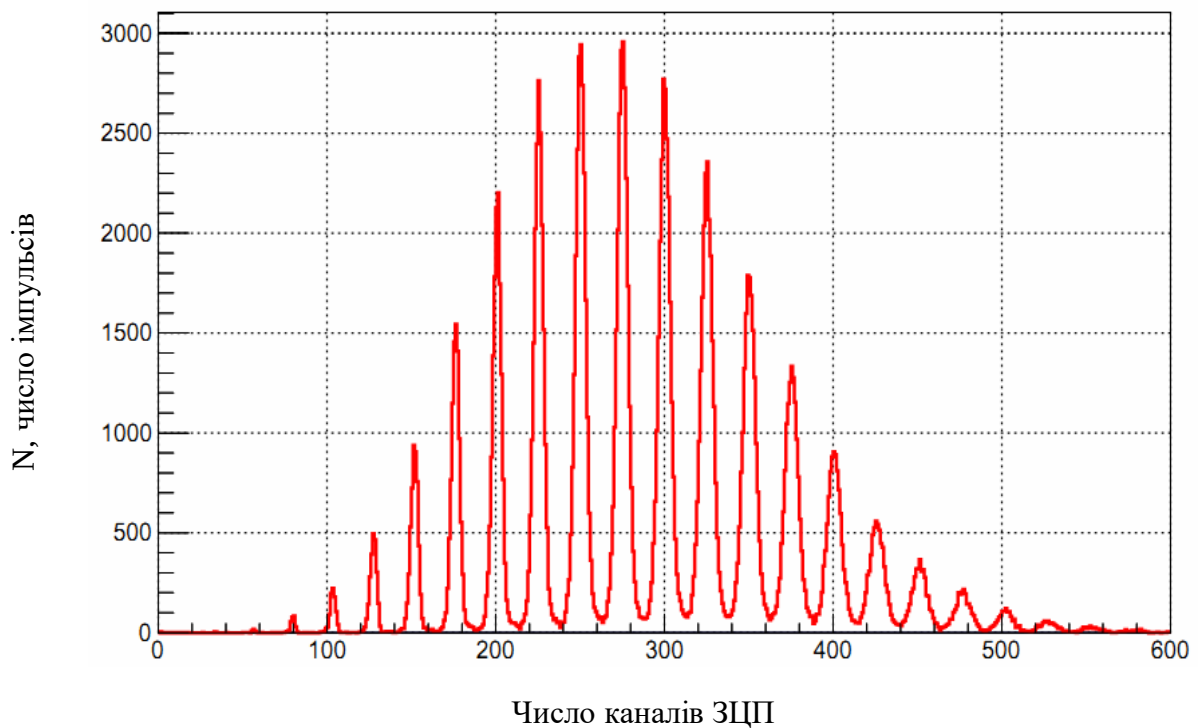


Рис. 2.25. Амплітудний спектр SiPM S10362 11 050U (HAMAMATSU) при освітленні блакитним лазером.

від одного навіть при досить великих освітленнях. На рис. 2.25 показан спектр SiPM S10362 11 050U (HAMAMATSU) при освітленні імпульсами лазера з довжиною хвилі 435 нм (блакитний колір) і тривалістю ~ 10 нс. Використання лазера покращує роздільну здатність порівняно з використанням світлодіода за рахунок меншого розкиду чисел фотоелектронів. Середнє число фотоелектронів μ в цьому випадку визначається середнім арифметичним від положення піку за формулою (1), тільки калібрувальний коефіцієнт Δ вже дорівнює різниці парціальних піків (яка, природно, однакова для всіх піків):

$$\Delta = A_{\mu(i)} - A_{\mu(i-1)}, \quad (2.36)$$

де $A_{\mu(i)}$, $A_{\mu(i-1)}$ – будь-яка пара парціальних піків чисел фотоелектронів в числах каналів ЗЦП. Зрозуміло, що таке калібрування можна робити вже «вручну».

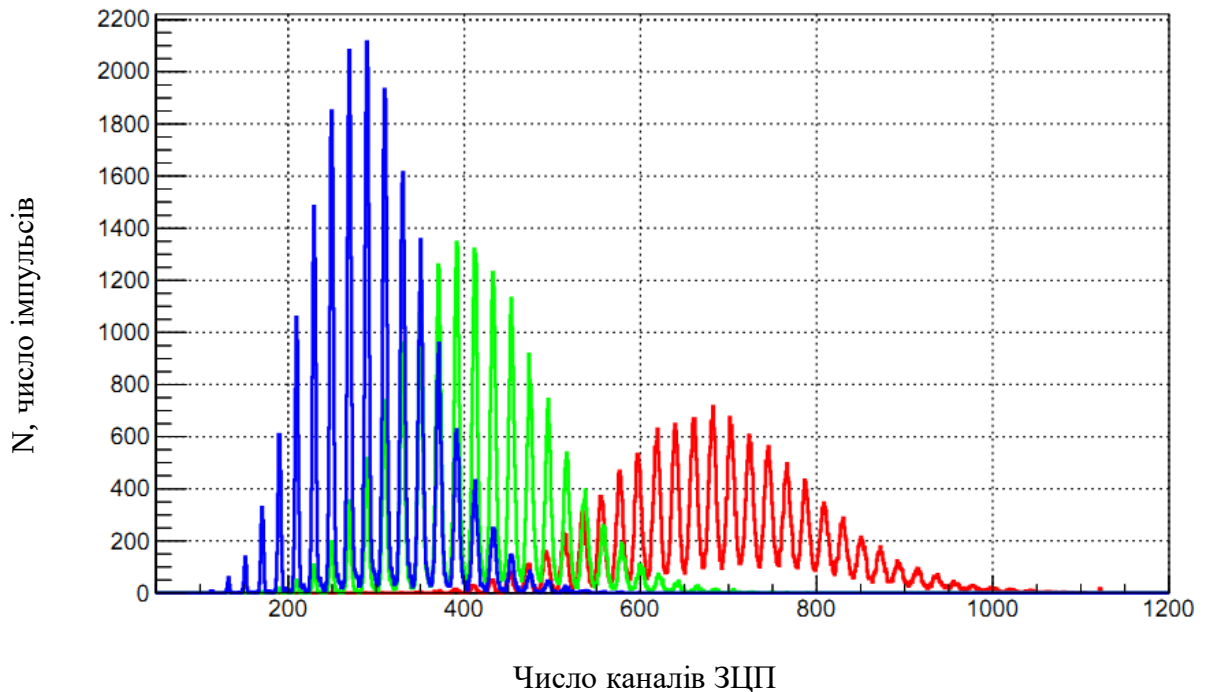


Рис. 2.26. Амплітудний спектр SiPM S10362 11 050U (HAMAMATSU) при освітленні блакитним лазером сигналами різної амплітуди.

На рис. 2.26 показані спектри SiPM при освітленні імпульсами від блакитного лазера різної амплітуди, отримані в однакових умовах при стабільній температурі. З них видно, що парціальні вклади фотоелектронів навіть при різній амплітуді засвічення досить добре збігаються. Таким чином, один раз виконана процедура калібрування може використовуватися за умови дотримання стабільності спектрометричного тракту.

Загальне підняття спектра № 3 (червоний) обумовлено, в основному, внеском розширення парціальних піків при великих рівнях освітлення (на величину $\sqrt{n}$, n – число фотоелектронів парціального піку). Проте, індивідуальні піки добре збігаються і при різних амплітудах засвічення, що видно з малюнка. Зрозуміло, що максимуми піків визначаються і в цьому випадку з високою точністю за рахунок загальної статистики (по центру ваги піку).

Тому використання кремнієвих фотопомножувачів істотно спрощує точну процедуру калібрування шкали зарядочутливих перетворювачів, що дозволяє проводити прецизійні вимірювання та розробляти прототипи сцинтиляційних лічильників з новою якістю.

Також був експериментально виявлений ефект зменшення розкиду ширини парціальних піків при освітленні імпульсами від лазера. Це явище можна пояснити тим, що лазерні імпульси мають менший розкид фотонів ніж від світлодіода.

2.7.4. Дослідження лічильників з ФЕП SiPM

Прототипи лічильника установки $\mu 2e$ є сцинтиляційні пластини з матеріалу типу UPS-923A довжиною до декількох метрів, виготовлені методом полімеризації між стеклами. Бічні поверхні оброблялися фрезеруванням з наступним шліфуванням і поліруванням. Розглядалися

також варіанти без використання полірування, а також без полірування всіх поверхонь. Переріз прототипів $4 \times 1 \text{ см}^2$ та $5 \times 5 \text{ см}^2$. Поверх більшої поверхні по центру вкладалося волокно KURARAY Y11 без канавки і закріплювалося прозорим оптичним герметиком SOUDAL (рис. 2.27). Поки герметик не затвердівся, пластина оберталася алюмінізованим майларом, а після затвердження – чорним папіром. Випробування прототипів вироблялося на стенді (рис. 2.20) за методиками, що були описані вище. Результатом для вибору кращої конструкції було число фотоелектронів при дослідженні в однакових умовах на космічних променях.

Подальший розвиток цієї ідеї полягає в тому, сцинтиляційні пластини можуть мати також і невеликі поздовжні розміри, що суттєво збільшить світлозбор. Тоді лічильник великих розмірів складатиметься з окремих пластинок сцинтилятора. Це дає можливість побудувати детектори різної конфігурації, що, як правило, потрібно на складних за конструкцією установках з 4π геометрією. Виготовлення пластинок невеликого розміру методом лиття під тиском широко застосовувалося на установці ATLAS для виготовлення активної частини адронного калориметра.

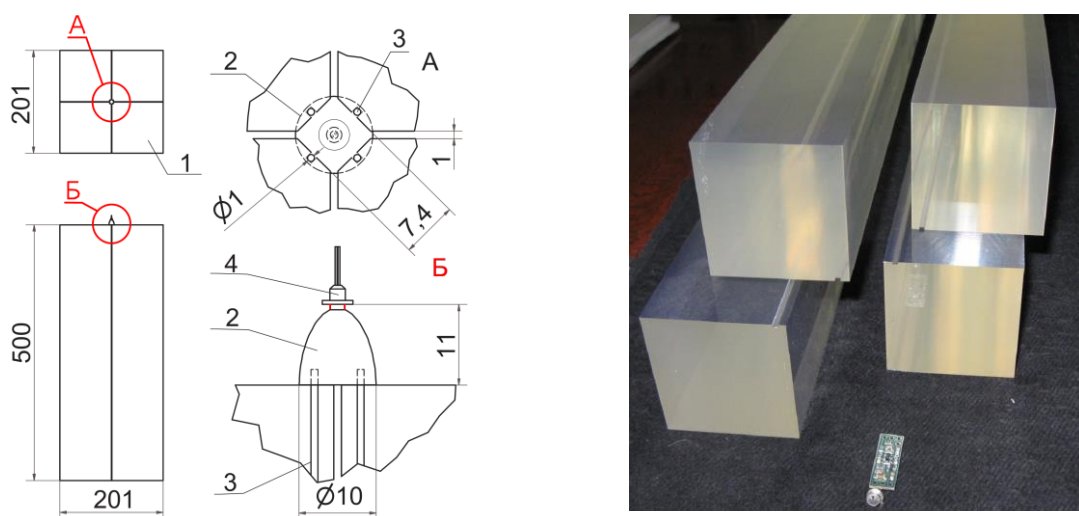


Рис. 2.27. Конструкція нейтронного модуля з волокнами KURARAY.
З правого боку видно фотоприймач СРТА-151 з помножувачем.

Такі пластинки можуть вже бути виготовлені по більш дешевої технології, наприклад методом лиття під тиском або штампуванням з пластини. У цьому випадку немає необхідності оптимізувати склад добавок і мати велику довжину загасання, тому що пробіг фотонів в пластині істотно обмежений невеликими розмірами. Тому можна зменшувати концентрацію дорогої вторинної добавки РОРОР нижче 0.01 %. І навпаки, необхідно збільшити концентрацію первинної добавки РТР, щоб підвищити захоплення синьої частини спектра. При цьому також збільшиться радіаційна стійкість сцинтилятора в цілому.

На сьогодні ХНУ імені В.Н. Каразіна бере участь у колаборації COMBAS (ФЛЯР, ОІЯД, м. Дубна) в експериментах з вивчення нейтроннонадлишкових ядер та резонансної спектроскопії легких ядер. Залучення до фрагмент-сепаратора детекторів нейтронів типа DEMON (Detecteur Modulaire de Neutron) значно збільшило б конкурентноспроможність установки та дозволило б перейти на вищий рівень якості, бо сепараторів в світі мало. Основна вартість багатоканального DEMON полягає у вартості фотопомножувачів та системи збору даних (DAQ).

Фрагмент-сепаратор (рис.2.28) КОМБАС [123] володіє вдалим поєднанням параметрів і, перш за все, значною світлосилою, що надзвичайно важливо при пошуку рідкісних збуджених резонансів незв'язаних станів нейтроно-надлишкових ізотопів кисню, а також при дослідженні кулоновської дисоціації ізотопів кисню на важких мішенях. Однак реалізацію цих можливостей можна здійснити тільки при реєстрації нейтронів в збіги з фрагментами. Це дозволило б, перш за все, відновити повну кинематику реакції і застосувати метод інваріантних мас. Перетин реакцій розпаду слабосвязаних систем досить великі, але інтенсивність радіоактивних ядер в такого роду експериментах не надто високі. Тому загальне положення полягає в тому, що бажано мати детектор, який

реєструє нейтрони в діапазоні від декількох MeV до сотен MeV з високою ефективністю реєстрації при широкому тілесному куті захоплення.

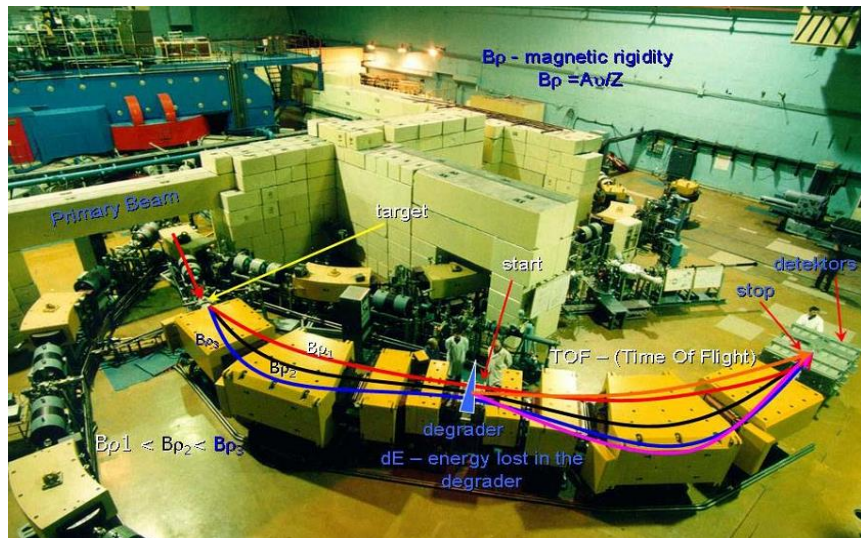


Рис. 2.28. Фрагмент-сепаратор COMBAS

Конструкції умовно можна розділити на два типи: нейтронні стінки годоскопіческого типу (LAND, NWA, MoNA, NEUT) і набір окремих модульних нейтронних детекторів.

В цілому, завдання таких детекторів полягає в тому, щоб за допомогою методу часу прольоту (TOF) визначити кінетичну енергію нейтрона і кут його входу при максимальному куті захоплення. Це досягається в детекторах з суцільним об'ємом сцинтилятора і використанням великої кількості фотопомножувачів з відповідною електронікою. Тому досягнення значної ефективності та мінімізація паразитних ефектів реалізується набором модульних детекторів, оскільки використовуються не тільки накладання умов на збіги, але і взаємна розсунення модулів. Також в залежності від умов завдання набір модулів можна комбінувати, і робота таких наборів детекторів досить добре вивчена.

С метою оптимізації розташування детекторні модулів і вибору геометрії їх взаємного розташування, на основі програмного пакету GEANT.4.9, була розроблена програма CND (The COMBAS Neutron Detectors), що дозволяє в широкому діапазоні енергій нейтронів

враховувати потрапляння розсіяних нейтронів в усі модулі детекторної системи, в пасивному речовині конструкції, а також помилкові спрацьовування.

Програма дозволяє [123] при відомій енергії пучка моделювати події з реєстрацією двох нейтронів і події багаторазового розсіювання одного нейтрона різними нейтронними модулями. Є можливість робити розрахунки з урахуванням конверторів, а також пасивних екранів для запобігання безпосереднього попадання фонового гамма-випромінювання в сцинтиляційну частину детектора при максимальному збереженні ймовірності проходження екрану нейтроном. Як активна речовина вибирався пластичний сцинтилятор типу UPS-923 на основі полістиролу з щільністю $\rho = 1.032 \text{ г/см}^3$ і відношенням $H/C = 1.104$. Ефективність реєстрації нейтронів в пластичних сцинтиляторах визначається ймовірністю пружного n - p розсіювання і ймовірністю непружної взаємодії з вильотом заряджених частинок в реакціях з ^{12}C . Для нейтронів з енергією менше 8 МэВ найбільший внесок в ефективність реєстрації дає пружне n - p розсіювання. Для нейтронів з енергією більш 8 МэВ важливу роль в ефективності реєстрації грають легкі фрагменти з реакцій: $C(n,p)$, $C(n,np)$, $C(n,n)$, $C(n,n')$, $C(n,2n)$, $C(n,\alpha)$. У роботі [European Isotope Separation On-line Radioactive Ion Beam Facility, EURISOL DS Project, 01.02.2005, <http://www.eurisol.org>] було показано, що ефективність реєстрації нейтронів детектором DEMON в діапазоні енергій від 8 МэВ до 21 МэВ становить близько 50%. Ефективність реєстрації нейтронів в діапазоні енергій від 60 МэВ до 250 МэВ була досліджена за допомогою програми MENATE [P.Desesquelles, NIM, A307, 1991, p. 366÷373]. Було показано, що ефективність реєстрації нейтронів детектором DEMON плавно зпадає з підвищенням енергії, а її величина становить 20-30 %. Однак, як показано в ряді порівнянь моделювань і результатів експериментів для одних і тих же детекторів і умов, цей код дає завищені оцінки для cross-talk'ов. У

програмі CND існує можливість вибору моделі розсіювання нейтронів для всього діапазону кінетичної енергій налітаючого нейтрона ($1 \text{ МэВ} \leq E_n \leq 150 \text{ МэВ}$). На рис. 2.29 показано розміщення нейтронних детекторів у залі У-400М, що моделювалося програмою CND.



Рис. 2.29. Розміщення нейтронних модулів в залі У-400М.

Незважаючи на численні дослідження різних конструкцій нейтронних детекторів, існують традиційні досить великі розбіжності, як в обчислювальних, так і в експериментальних даних.

В European Isotope Separation On-line Radioactive Ion Beam Facility (EURISOL DS Project), проведено порівняльний аналіз різних бібліотек пакету Geant4.9 з метою отримання максимального відповідності з отриманими експериментальними даними. При моделюванні, спочатку виключався канал захоплення нейтронів атомами ^{12}C и ^2H (клас G4Capture).

При цьому одним з недоліків моделювання пакетом GEANT4 в роботі названа параметризація взаємодії при енергіях понад 20 MeV, при досить адекватної базі даних (GNDL), що дозволяє розглядати уповільнення нейтронів від енергії 20 MeV до теплових. Істотна зміна розрахункової ефективності в області 30-32 MeV були віднесені до поганого стикування при переході розрахунків від низьких енергій до високих. Проведені за допомогою пакета CND дослідження дійсно виявили різкі зміни перетинів при переході енергій від діапазону 20 MeV до більш високим. Однак

стрибок в області 30 MeV, по всій видимості, не пов'язаний з організацією моделювання, а скоріше визначається процесами, характерними саме для взаємодії нейтрона з енергією близько 30 MeV з ^{12}C . Самі автори в своєму огляді відзначають, зростання в цьому діапазоні енергій перетинів народження альфа-частинок нейтронами на ядрах вуглецю, вибивання з вуглецю протона і т.п., в той час як перетин пружного розсіювання на водні значно падає. Можна сказати, що в цьому діапазоні енергій, водень вже не грає роль основного генератора протонів віддачі.

Тому розроблений пакет програм тестувався на даних, отриманих за допомогою детекторів Demon в роботі [S.Leray, F.Borne, A. Boudard et. al ArXiv: nucl-exp. 19 02 2002, P.1÷20].

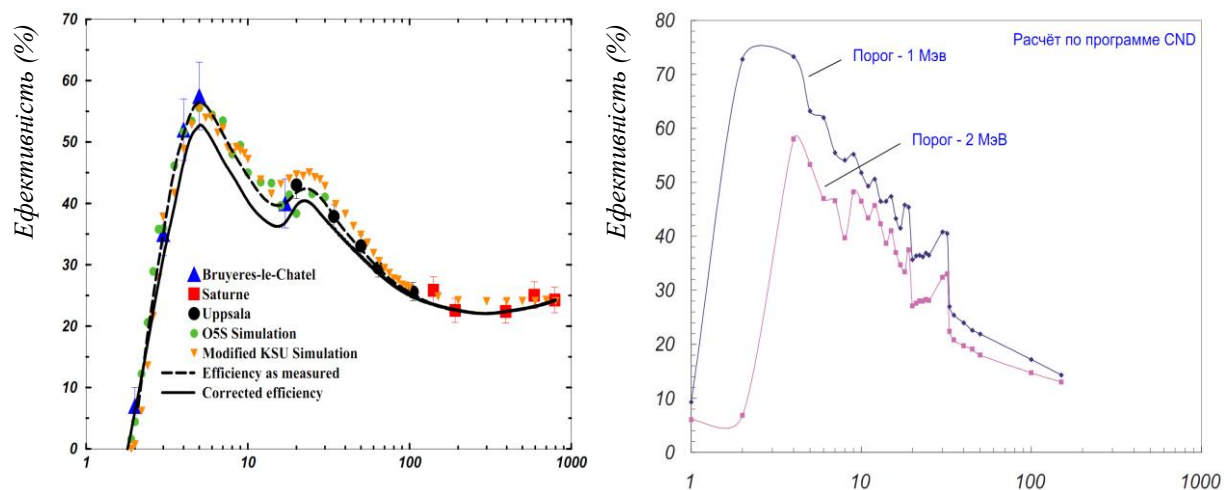


Рис. 2.30. Ефективність реєстрації нейтронів детектором Demon ($\varnothing 16 \times 20$ см). Зліва на малюнку показан розрахунок по програмам [S.Leray et. al ArXiv 19 02 2002, P.1÷20] і експериментальні дані з прискорювачів Saturne, Uppsala, Bruyere-le-Chatel. Справа – дані з тестування CND.

Як видно на Рис. 2.30, в області низьких енергій, до 10 MeV, спостерігається гарна відповідність. У результатах отриманих за допомогою моделі CND, присутні немонотонні зміни при загальному переважанні зниження ефективності пружного розсіювання з ростом енергії нейтронів. Обчислення за програмою CND також дають стрибок ефективності при переході від GNDL бібліотеки до параметризованим розрахунками в діапазоні енергій більше 20 MeV. Слід зазначити, що при

багаторазовому розсіянні нейтрона великої енергії неминуче використання обох бібліотек розрахунку уповільнення нейтрона в речовині.

Результати тестування показали хорошу відповідність обох моделей в діапазоні до 20 MeV. У діапазоні енергій більше 20 MeV, за програмою CND з ростом енергії відбувається зниження ефективності реєстрації з 45 % до 15-20 %. У наведених розрахунках [<http://www.eurisol.org>] відбувалося зниження ефективності з 40 % до 25 %. Така розбіжність, пов'язане, на наш погляд, з тим, що в [S.Leray et. al ArXiv 19 02 2002 P.1 ÷ 20] не враховано деякі непружні процеси. Таким чином, моделювання та оптимізація системи нейтронних детекторів, яка зроблена за програмою CND, дозволило отримувати нижню межу ефективності.

Можлива наявність систематичної помилки у визначенні перетинів і каналів взаємодії нейтронів з речовиною не перешкоджає оптимізації, як геометричних розмірів модулів, так і вибору матеріалу детектора. У цьому наближенні основним каналом взаємодії вважається пружне розсіяння. Порівняння з тестовими результатами виявило «напрямок» помилки, даючи інформацію, в нашому випадку, про нижню межу ефективності.

При розрахунках по CND варіювалися розміри модуля від 10x10x30 см³ до 20x20x50 см³ і їх кількість в діапазоні енергій 1÷150 MeV. Для кожного випадку проводилися розрахунки як ефективності реєстрації нейтронів, так і ефективності розсіювання та реєстрації нейтрона сусідніми детекторами. Для розрахунку ефективності реєстрації сусідніми детекторами, додаткові модулі такого ж розміру встановлювалися безпосередньо біля детектора первинної реєстрації нейтрона. Максимальна відстань між двома детекторами відповідало лінійними розмірами детектора.

На рис.2.31 представлені ефективності реєстрації нейтронів (суцільні лінії). Імовірність реєстрації нейтрона в двох модулях - штрихова лінія. Видно, що коли «упаковка» модулів щільна (криві з ■-маркерами), особливо при високих енергіях, ймовірність реєстрації одного нейтрона в

двох детекторах дуже велика. При порозі 500 кеВ ефективність падає на 15-20 % (суцільна крива з ▲- маркерами), ймовірність великих енергетичних втрат в сусідніх детекторах падає в два рази (штрихова крива з ▲-маркером). ●-маркер відповідає ймовірності крос-толк при порозі 500 кеВ і розташуванні детекторів на відстані близько розмірів модуля.

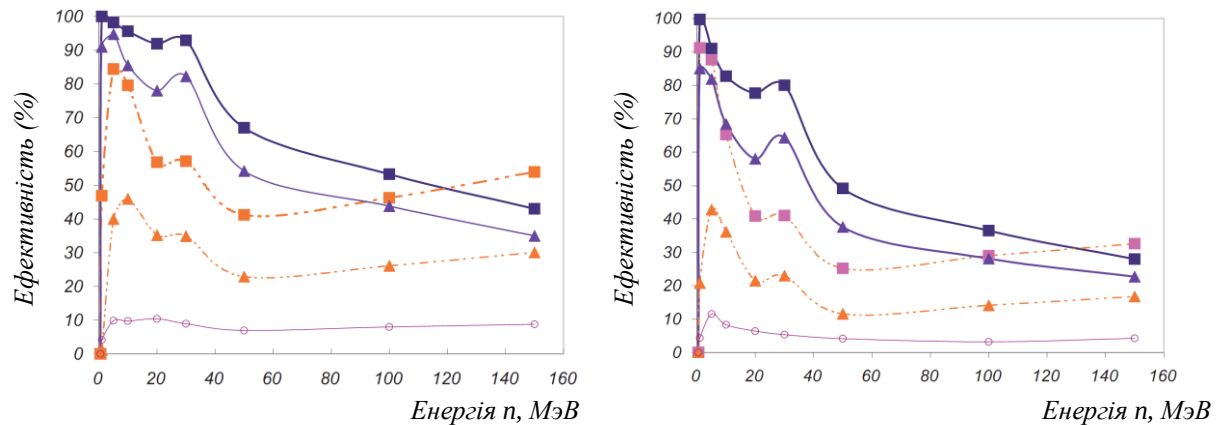


Рис.2.31. Ефективність реєстрації нейтронів и кросс-толков для різної геометрії модулів: а – розмір модуля 20х20х50 см³; б – розмір модуля 10х10х30 см³.

▲ - поріг реєстрації 500 кєВ, ■ - без поріга.

При вільному розміщенні детекторів, захоплюючих великий кут, з відстанями між модулями до одного лінійного розміру детектора, ймовірність crosstalk падає ще в кілька разів.

Слід також звернути увагу на залежність ефективності від лінійних розмірів модуля. Як видно при порівнянні Рис. 2.31(а) і рис. 2.31(б) для «товстих» детекторів ефективність реєстрації менше залежить від енергії особливо в діапазоні до 20 МеВ. Однак при цьому зростає ефективність розсіювання, відповідно ймовірність крос-толк для «товстого» детектора майже в два рази більше ніж для «тонкого».

Передбачається подальше дослідження каналів взаємодії нейтронів в речовині в області високих енергій, облік конверсійних ефективностей протонів, дейтронів та альфа-частинок, дослідження впливу пасивних матеріалів детектора, отримання відгуків від супутнього гамма-випромінювання, подальше тестування і підключення нових бібліотек пакету GEANT4, облік конкретної геометрії детектуючої системи при конкретним діапазоном енергії установки КОМБАС.

Висновки до розділу 2

Мюонний комплекс CDF II грає центральну роль при пошуку рідкісних розпадів топ-кварку.

Автор брав участь у розробці прототипів великих мюонних лічильників (МК) з волоконним зчитуванням на малогабаритний ФЕП [35 ÷ 39].

Автор брав участь (як відповідальний виконавець державних тем ХНУ імені В. Н. Каразіна, керівник - І.І. Залюбовський) в організації масового виробництва мюонних детекторів установки CDF II, а також в розробці технологічної оснастки, стендів для дослідження параметрів мюонних лічильників установки CDF II. Подальша успішна довгострокова (протягом RUN II) експлуатація МК в складі установки CDF II підтвердила якість виконаного великого обсягу робіт з виготовлення та налаштування мюонних детекторів і дозволила отримати найточніше в світі значення маси топ-кварка.

Методом характеристичних функцій автор отримав [40] нову формулу для фітування спектра, яка застосовується у всьому діапазоні чисел фотоелектронів, що дозволило використовувати її при дослідженні на стендах мюонних лічильників.

Автором проведено докладне дослідження можливості застосування SiPM для мюонних лічильників установки $\mu 2e$ на розроблених за участю автора стендах. Запропоновано і детально досліджена нова конструкція лічильника установки $\mu 2e$ з використанням фотоприймача нового типу - SiPM, що працює в гейгеровській моді. За своїми параметрами цей прототип перевершує параметри лічильників CDF II.

Автором був розроблений прототип лічильника [123] нейтронів типу DEMON для установки COMBAS (ФЛЯР ОІЯД) з волоконним зчитуванням сигналу на кремнієвий фотоумножувач, проведено моделювання усього комплексу та проведена детальна оцінка його роботи методом Монте-карло (Geant 4). Запропоновано використання

фотоприймача нового типу (SiPM) і проведені детальні вимірювання його параметрів на стендах.

Публікації автора до розділу 2

[35]. E.N. Bellamy, G.Bellettini, J.Budagov, F.Cervelli, I.Chirikov-Zorin, **V. Kovtun**, M.Incagli, D.Lucchesi, C.Pagliarone, O.Pukhov, V.Seminozhenko, V.Senchishin, S.Tokar, N.Verezub, I.Zaljubovsky, F.Zetti. Test of long scintillation counters for supercollider detectors

// Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 1994. – № 343. – P. 484÷488.

[36]. A.Artikov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, D.Chokheli, V.Kolomoets, M.Lyblin, O.Pukhov, A.Sissakian, G.Bellettini, F.Chervelli, M.Incagli, A.Menzione, F.Palmonari, A.Scribano, A.Stefanini, D.Cauz, H.Grassmann, G.Pauletta, L.Santi, G.Introzzi, A.Penzo, M.Iori, B.Grinyov, V.Lebedev, V.Lyubynsky, V.Senchishin, **V. Kovtun**, I.Zaliubovsky, I.Fedorko, S.Tokar, N.Giokaris, A. Manousakis-Katsikakis. Design and construction of new central and forward muon counters for CDF II

// Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 2005. – № 538. – P. 358÷371

[38]. A.Artikov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, D.Chokheli, V.Kolomoets, M.Lyblin, O.Pukhov, A.Sissakian, G.Bellettini, A.Menzione, A.Scribano, G.Pauletta, B.Grinyov, V.Lebedev, V.Lyubynsky, V.Senchishin, **V. Kovtun**, I.Zaliubovsky, S.Tokar, N.Giokaris, A. Manousakis-Katsikakis. New-Generation large-area muon scintillation counters with wavelength fiber readout for CDF II

// Письма в ЭЧАЯ. – 2006. – Т.3 № 3(132). – С. 81-102.

[40]. **V.E. Kovtun**. The model of realistic photomultiplier response. –

// Journal of Kharkiv University, physical series “Nuclei, Particles, Fields”. – 2011. – issue 4 (52), № 979 – P. 81-85.

Інші публікації автора до розділу 2, що не ввійшли до основних

[99]. Ю.С. Анисимов, С.В.Афанасьев, В.К.Бондарев, И.Г.Голутвина, О.В.Егоров, А.Ф.Елишев, Л.Я.Жильцова, П.И.Зарубин, **В.Е.Ковтун**, В.И.Колесников, В.А.Кузнецов, А.Г.Литвиненко, А.И.Малахов, Е.Н.Матвеева, Т.Д.Пилипенко, С.Г.Резников, О.Г.Рубина, С.А.Седых, А.Ю.Семёнов, А.Ю.Титов, А.Н.Хренов. **Сцинтилляционный передний спектрометр установки СФЕРА**

// **Краткие сообщения ОИЯИ. Дубна – 1991. – № 5(51) . – с. 23÷37.**

[103]. S.V. Afanasiev, Yu.A. Anisimov, V.V. Arkhipov, V.V. Balashov, S.N. Bazylev, M.P. Belyakova, A.F. Elishev, D. Enkhbold, A. Yu. Isupov, L.K. Ivanova, A.N. Khrenov, V.A. Kuznetsov, **V.E. Kovtun**, P. Kozma, A.G. Litvinenko, A.I. Malakhov, P.K. Maniakov, G.L. Melkumov, A.S. Nikiforov, V.I. Prokhorov, S.G. Reznikov, A. Yu. Semenov, V.A. Smirnov, V.V. Trofimov, D.V. Uralsky, P.I. Zaribin. **An Experiment on the A-Dependence of the Cross Section for Relativistic Deuteron Fragmentation into Cumulative Pions**

// **Краткие сообщения ОИЯИ. Дубна – 1991. – № 5(51) . – с. 5÷13.**

[121]. S.V. Afanasiev, Yu.A. Anisimov, S.N. Bazylev, J. Chmielewski, O.P. Gavristhuk, I.G. Golutvina, V.I. Ilyushchenko, L.K. Ivanova, V.S. Korolev, **V.E. Kovtun**, V.A. Kuznetsov, A.G. Litvinenko, A.I. Malakhov, D.P. Mikhaev, A.S. Nikiforov, A.N. Parfenov, O.G. Rubina, A.E. Senner, A.V. Piliyar, V.V. Trofimov, D.V. Uralsky, V.S. Stavinsky, I. Zborovsky, L.Ja. Zhiltsova, Yu.I. Titov. **An Experiment to Search Cumulative Muon Pairs with Low Invariant Mass**

// **Краткие сообщения ОИЯИ. Дубна – 1990. – № 7(46) . – с. 6÷18.**

[39]. G. Bellettini, J. Budagov, F. Cervelli, I. Chirikov-Zorin, **V. Kovtun**, O. Pukhov, B. Seminojenko, V. Senchishin, S. Tokar, N. Verezub, I. Zaljubovsky, F. Zetti. **Test of long scintillation counters for supercollider detectors**

// **SDC Notes. SSC – 1993. – SDC-93-522. – с. 1÷15.**

[37]. A. Artikov, **V. Kovtun** et al. arXiv:physics/0403079 15 Mar 2004.

РОЗДІЛ 3. ІДЕНТИФІКАЦІЯ МЮОНІВ НА УСТАНОВЦІ ATLAS

3.1. Можливість реєстрації мюонів адронним калориметром

Вперше про складнощі мюонною ідентифікації і вимірюванні імпульсу мюона при енергіях вище десятків Гев було звернуто серйозну увагу в період розробки детекторів для SSC (Muon Detector Subgroup SSC). При таких енергіях радіаційні втрати починають домінувати над іонізаційними. Електрони і жорсткі гамма-кванти ініціюють створення електромагнітних злив в магнітному спектрометрі або калориметр, істотно погіршуючи визначення мюонного треку, або роблячи вимір координати мюона неможливим. При цьому стає актуальним детальне вивчення втрат енергії мюона (і обліку парціальних внесків гальмівних, іонізаційних втрат,

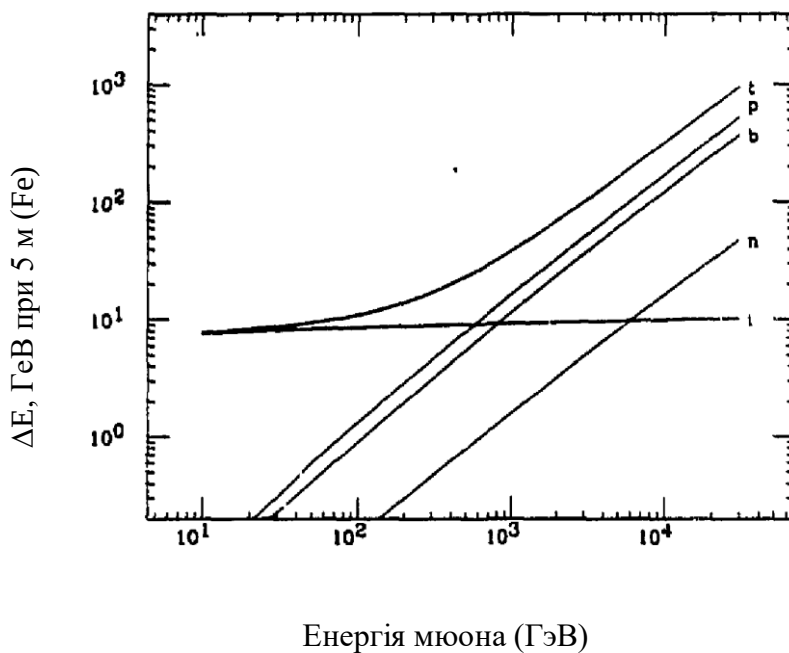


Рис. 3.1. Парціальний вклад декількох процесів енергетичних втрат мюона в поглиначі (Fe) від енергії мюона: *p*- пряме народження e^+e^- пар; *b*- гальмівне випромінювання; *i*- іонізація; *n*- фотоядерні взаємодія; *t*- повні втрати (розрахунок методом Монте-Карло EGS4).

кулонівського розсіювання, втрат на освіту δ -електронів, народження e^+e^- пар, а також фотоядерних взаємодій і кутових розподілів, пов'язаних з цими процесами) при проходженні через речовину установки, оскільки

мюонний тригер залишається одним з найважливіших в коллайдерних дослідженнях (рис.3.1). Розвиток же методів Монте-Карло вимагає досить точного знання аналітичних підходів для обліку особливостей взаємодії випромінювання з речовиною при дуже високих енергіях. Останнє, в свою чергу, вимагає розвитку мультіперіферіческого або статистично-гідродинамічного теоретичних підходів для опису процесів множинного народження частинок. Але при високих енергіях експериментальних даних для порівняння та однозначних висновків на той момент було дуже мало. Обмеженість експериментальних даних особливо характерна для процесів за участю лептонів.

ATLAS [76] – універсальний детектор (рис. 3.2.), призначений для дослідження протон-протонних взаємодій на великому адронному колайдері LHC в ЦЕРНі [78]. Реєстрацію мюонів організовано через вимірювання треку у адронному калориметрі установки.

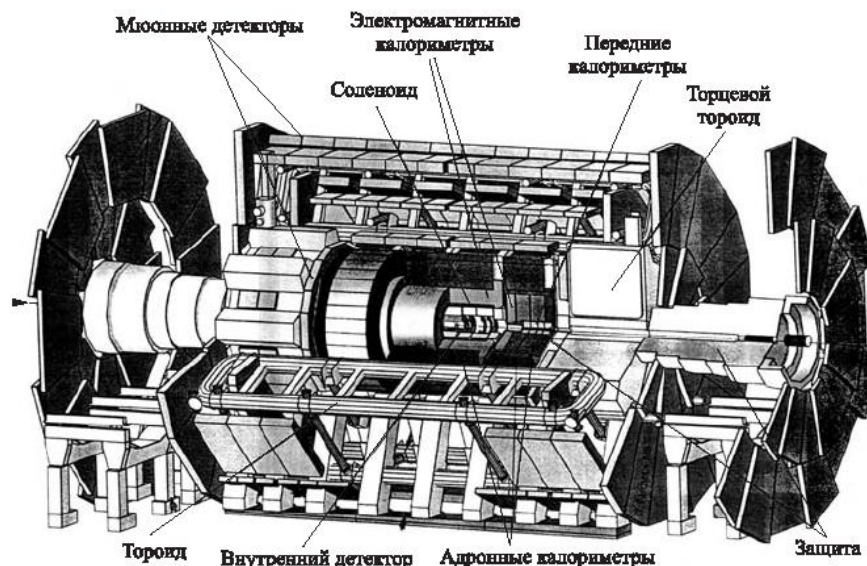


Рис. 3.2. Установка ATLAS.

Сама по собі калориметрія грає ключову роль на Великому адронному колайдері (LHC). На відміну від інших детекторів, таких як магнітні

спектрометри, енергетична роздільна здатність калориметра поліпшується зі збільшенням енергії, що особливо підходить для прискорювачів високих енергій. У багатьох першочергових завданнях, наприклад, при виявленні Хіггс-бозона, топ-кварка, реконструкція розпадів виходить з калориметричної інформації. Можна також детектувати нейтральні частинки, вимірювати положення зливи з точністю до 1 мм. Сигнали зливи дуже короткі (до 10 нс), що дає можливість формувати тригер. Головне завдання адронного калориметра установки ATLAS – ідентифікувати високоенергетичні частинки і струменя, і вимірювати їхню енергію (по повному поглинанню зливи) і напрямок вльота (по центру тяжкості енерговиділення в декількох сполучених модулях).

У цьому розділі розглядаються результати розробки прототипу сцинтиляційного адронного калориметра установки ATLAS [80 ÷ 83], дослідження можливості реєстрації мюонів (що було зроблено експериментально і підтверджено в рамках програми CERN RD-34), вимірювання параметрів одиночних мюонів, що проходять через нього [84, 85, 122]. Отримані успішні рішення цієї роботи дозволили зробити тригер на зазначені вище рідкісні події більш жорстким, перш за все, за рахунок селекції мюонів по повній енергії і коригуванням імпульсу мюона в магнітному спектрометрі установки.

З огляду на складність самого завдання, особливості комбінованої конструкції електромагнітного і адронного калориметрів в ЦЕРНі в 1993 році була створена спеціальна колаборація RD-34 [80,81], в рамках якої і відбувалися дослідження в пучках частинок прискорювача SPS (з 1994 р. 1997 р.). Перш за все, необхідно було довести нову концепцію створення адронного калориметра з поздовжньою орієнтацією тайл-пластин, що істотно полегшило б укладку волокон (WLS), які зміщують спектр, і

зберігало б модулярну структуру калориметр, але найважливіше – давало гарний енергетичний дозвіл електронів, фотонів і струменів. Додаткова перевага – видалення ФЕУ на периферію збірки, що має значний конструкційний виграш. Що стосується електромагнітного калориметра, то на установці ATLAS вже було прийнято рішення використовувати LAr технологію (з принципом розташування електродів типу «акордеон»). Попереднє дослідження такого комбінованого калориметр показало хорошу енергетичну роздільну здатність і можливість виділення сигналу від одиночного мюона.

Також наводяться експериментальні результати [86,91] з вимірювання втрат мюонів в речовині на прототипі адронного калориметра установки ATLAS і порівняння їх з теоретичними обчисленнями [87 ÷ 90], що в подальшому використовувалося для вимірювання поперечного імпульсу мюона в спектрометрі з хорошою точністю.

Сама по собі можливість ідентифікації мюона як т.і.р. частинки є новим та неспецифічним завданням калориметрії, що висуває додаткові вимоги до параметрів адронного калориметра установки ATLAS, бо треба мати: низький рівень шумів, велику статистику фотоелектронів і великий динамічний діапазон реєстрації електроніки.

Тому одним із актуальних завдань адронної калориметрії ATLAS є ідентифікація мюонів [77] і вимір їх енергетичних втрат для поліпшення визначення імпульсу мюона в спектрометрі [79]. Для цього необхідно було також експериментально визначити на прискорювачі SPS (CERN) енергетичні втрати мюона в області енергій $1 \div 150$ GeV, знання про які визначалися на той момент з розрахунків з досить великою помилкою.

Мюони з $p_T \gtrsim 2 \text{ ÅÅ/ñ}$ будуть проходити більш ніж $100 \cdot X_0$ речовини в електромагнітному (ЕМ) і адронному (Н) калориметрах, а параметри їх будуть виміряні трековими камерами, розташованими за тороїдальним магнітом. Дозвіл по імпульсу (рис. 3.3) становить $\frac{\Delta p_T}{p} = 2\%$ при 50 ГєВ і близько $\frac{\Delta p_T}{p} = 10\%$ при 1000 ГєВ. При більш низьких енергіях мюона дозвіл різко погіршується через флуктуації енергетичних втрат. Але останні будуть істотно менше, якщо поглинач буде зроблений з більш легкого матеріалу (заліза), як у випадку ATLAS (в порівнянні зі свинцем або ураном). Вище 100 ГєВ будуть домінувати втрати на багатократне розсіювання і помилки, пов'язані з виміром координати мюона при реєстрації в трекових іонізаційних камерах.

Якщо можна було б отримати в калориметрі інформацію про втрати мюона в області $E_\mu = 2 - 5 \text{ ÅÅ}$, то відкрилася б фізика дослідження В-мезонів по ланцюжку розпадів $B^0 \rightarrow J/\Psi K^0$, $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

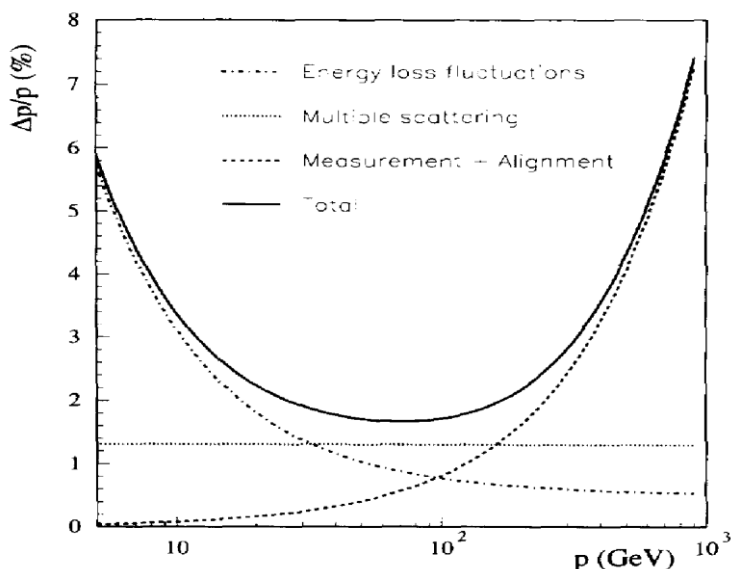


Рис. 3.3. Залежність імпульсного дозволу від енергії налітаючого мюона. Показаний внесок флуктуацій втрат енергії, багаторазового розсіювання в повні енергетичні втрати.

Ідентифікація м'яких мюонів також важлива при тріггеровані струменів

від розпаду b -кварка, наприклад, в реакції з топ-кварком $t \rightarrow W \cdot b$ ($p_{Tb-jet} \approx 70 \text{ GeV}$). В області $E_\mu = 10-100 \text{ GeV}$ може бути використана кореляція між втратами енергії в сцинтиляторі і абсорбері калориметра для поліпшення вимірювання імпульсу мюона в спектрометрі. Це дає можливість реєструвати розпад $H \rightarrow Z \cdot Z^* \rightarrow 4\mu$ з поліпшеним імпульсним дозволом.

Всі ці аспекти були експериментально досліджені в пучках CERN-SPS і порівнювалися надалі з розрахунками за методом Монте-Карло.

Надалі ці експериментальні результати також дозволили оптимізувати всю калориметричну систему ATLAS в цілому загальною вагою 2800 т і в різній геометрії, підтвердивши розрахунком методом Монте-Карло на Geant 3.21.

Центральна частина ("barrel") установки ATLAS (рис.3.2) Включає в себе калориметричну таку систему, що складається з рідинноаргонного (LAr) електромагнітного (EM) калориметра і сцинтиляційного адронного калориметра ("tile") [80,81]. Ця система калориметра повинна ідентифікувати електрони, гамма-кванти і струменя, а також визначати їх енергію і кути входження. Барель-калориметр покриває область $|\eta| \leq 1.4$. На установці ATLAS прийнята така система координат, що точка взаємодії збігається з нулем системи координат. Пучок частинок рухається уздовж осі z . Азимутальний кут ϕ вимірюється навколо осі пучка, а полярний кут відраховується від осі. Псевдошвидкість η в системі координат на рис. 3.4 визначається як $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$, яка є лоренц-інваріантом і адитивною, тому і зручна для подальшої роботи з експериментальними даними.

Головне завдання адронного (Tile) калориметра ATLAS - реєстрація струменів, вимір їх енергій і напрямків, але також може бути виміряна і втрата енергії мюонів, що проходять через нього (хоча сигнал від мюона

набагато менше сигналу від струменя).

Власне до адронного калориметра установці ATLAS ставляться такі вимоги [76,77].

1. Забезпечити максимальне покриття по псевдобистротах аж до $|\eta| \sim 5$ в головному завданню адронного калориметра при реконструкції струменів, зробити ефективний тригер при дослідженні важкого Нігс-бозона, забезпечити гарний дозвіл по неvistачаючому імпульсу p_T .

2. Енергетичний дозвіл для струменів має бути не гірше $\frac{\Delta E}{E} = \frac{50\%}{\sqrt{E}} + 3\%$ (для $|\eta| < 3$ з сегментацією $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ і $\frac{\Delta E_T}{E_T} = \frac{100\%}{\sqrt{E}} + 10\%$ (для $3 < |\eta| < 5$)).

3. Енергетична лінійність – не більше 2 %. Гранулярна структура калориметра необхідна з багатьох причин: для реєстрації витоків злив з електромагнітного калориметра; для реєстрації глибини адронного зливи, що дозволить, використовуючи метод центру тяжіння з вагами, лінеаризувати відгук адронних злив. При високих енергіях, очікуваних на ЛНС, в енергетичному дозволі калориметра буде домінувати константний член, зв'язаний з витоками енергії.

Загальна товщина (ЕМ і адронного) калориметра становить приблизно $10 \cdot \lambda$, що визначалося повним поглинанням злив, хорошим дозволом і екрануванням мюонних камер.

Основна функція адронного калориметра (спільно з end-cap і forward калориметрами) – забезпечити відновлення енергії струменів при $p \cdot p^-$ взаємодіях, а також хороше вимір p_T^{miss} . Досягається це на ЛНС не так просто. Велика енергія взаємодії (14 TeV) в системі центру мас означає необхідність роботи в широкому діапазоні енергій: від декількох GeV до декількох TeV, з реєстрацією до ~ 20 подій за Банч, в сильному магнітному полі (1.5 T). Крім того, детектори повинні володіти радіаційною стійкістю

у зв'язку з високою світністю LHC ($10^{34} \text{ см}^{-2}\text{s}^{-1}$) і тривалістю роботи до 10 років.

3.1.1. Труднощі реалізації Tile-калориметра

Для Tile Calorimeter [81,82] існують три основні проблеми, які будуть впливати на всю його роботу: рівень радіації, магнітне поле від внутрішнього тороида, магнітне поле від зовнішнього тороида; кількість пасивного матеріалу перед калориметром.

Основне джерело радіації приходить від pp^- взаємодій, який дає 10^9 вторинних взаємодій на один акт первинного взаємодії. Велика частина частинок буде поглинатися калориметрами (рис. 3.2.), особливо адронним. Інші джерела радіації – взаємодія пучка зі стінками іонопровода або залишковим газом – приблизно на два порядки менше. Радіаційний фон оцінювався по відомим програмами моделювання типу DTUJET і FLUKA. У програмах повністю моделюється злива аж до повільних нейтронів, протонів віддачі і перевідбитих електронів, які утворюють «радіаційний газ», що формує дозове навантаження. Оцінки дають середню дозу в 20 Грей в рік з максимальною дозою в ~ 40 Грей в рік при $\eta = 1.2$. Така доза вже може дати внесок у деградацію параметрів калориметра при тривалій його роботі за рахунок падіння світових параметрів сцинтилятора і волокон. Дослідженню впливу радіації було приділено раніше багато уваги в численних R&D проектах. Більш докладно цих питань приділено увагу в розділі 4.

Адронний калориметр ATLAS (сталеві пластини і залізні підтримуючі структури) використовується також для замикання магнітного поля надпровідного соленоїда (1.5 Т). В області розташування ФЕП магнітне поле оцінюється приблизно в 20 Гаусс. Проводилися дослідження впливу

магнітного поля на световиход самого сцинтилятора, але воно виявилось незначним, на рівні 1 % [82]. Екранування ФЕП екраном з м'якого заліза і μ -металу можлива до 500 Гаусс і успішно застосовувалася в багатьох установках.

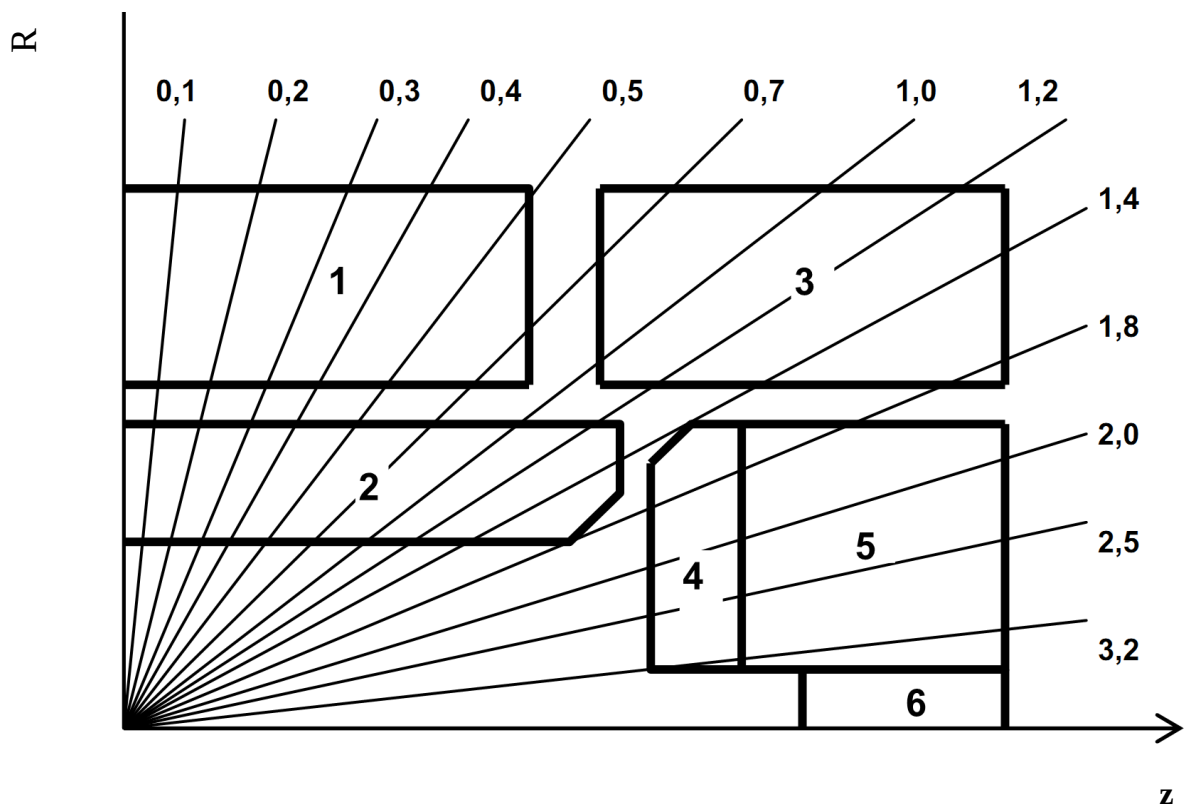


Рис. 3.4. Области псевдобистроти η для позначення меж калориметричній системі установки ATLAS (показан один квадрант):

1- адронний tile-калориметр (“barrel”); 2-ЕМ Accordion-калориметр (“barrel”); 3- адронний tile-калориметр (“extended barrel”); 4- ЕМ Accordion-калориметр (“end-cap”); 5- адронний LAr-калориметр (“end-cap”); 6-LAr-калориметри (“forward”).

Товщина речовини в калориметрі може створювати великі проблеми для всієї установки в цілому. Моделювання показало, що товщина поглинача в $11 \cdot \lambda$ істотно зменшити потік мюонів за рахунок їх розпаду. З іншого боку, збільшуються флуктуації енергетичних втрат м'яких мюонів, що впливає на точність визначення імпульсу мюона в мюони спектрометрі. Частково ці проблеми вирішуються, використовуючи можливість калориметра

ідентифікувати мюони і, таким чином, вносити корекцію в роботу мюонного спектрометра [83÷85]. Особливо сильно товщина поглинача впливатиме при дослідженнях каналів розпаду SUSY частинок, де надзвичайно важливо якомога точніше визначати E_T^{miss} . Тести на пучках SPS прототипу EM і H-калориметрів (Module 0 і Liquid Argon) показали, що можливе корегування визначення енергії і лінійності калориметра за рахунок обліку енергетичних втрат в пасивній речовині калориметра.

3.1.2. Конструкція Tile-калориметра

Розмір калориметричній системи ATLAS: радіус від 228 до 423 см, довжина 564 см ("barrel") і два розширення по 291 см ("extended barrel"). У азимутному напрямку калориметр ділиться на 64 незалежних модуля.

Сцинтиляційні пластини (тайли) розташовані в площині $r-\phi$, а волокна збирають світло з торців пластин (рис. 3.5). У цьому полягає основна інноваційна ідея поздовжньої орієнтації тайлів (перпендикулярно Z напрямку) в калориметрі, що покращує гомогенізацію. Волокна групуються так, щоб вийшла сегментація за трьома рівнями уздовж радіуса з товщиною приблизно в 1.4, 3.9 і 1.8 ядерних довжин взаємодії, а по кутах в $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$. Розташовані вони зовні модуля з обох сторін. Кожен модуль покриває $2 \cdot \pi / 64$ азимутально частина з глибиною 1 м вздовж напрямку z. Така грануляція є достатньою для виконання фізичних задач, що було показано в рамках тестових випробувань за програмою RD34 [80, 81]. Між barrel і extended barrel детекторами є проміжок розміром в 600 мм, який необхідний для розміщення кабелів жідкоаргонного (Liquid Argon) і внутрішнього (Inner Detector) детекторів і електроніки.

Адронний калориметр має шарувату структуру (сендвіч): як пасивна речовина (абсорбер) використовуються сталеві листи (довжина ядерного

поглинання $\lambda=17.1$) товщиною 14 мм, а як активна речовина – сцинтиляційні пластини товщиною 3 мм (відношення - 4.7), в яких зчитування організовано волокнами (wavelength shifting - WLS), які зміщують спектр. Принципи конструкції адронного tile-калориметр установки ATLAS докладно описані в [76,77].

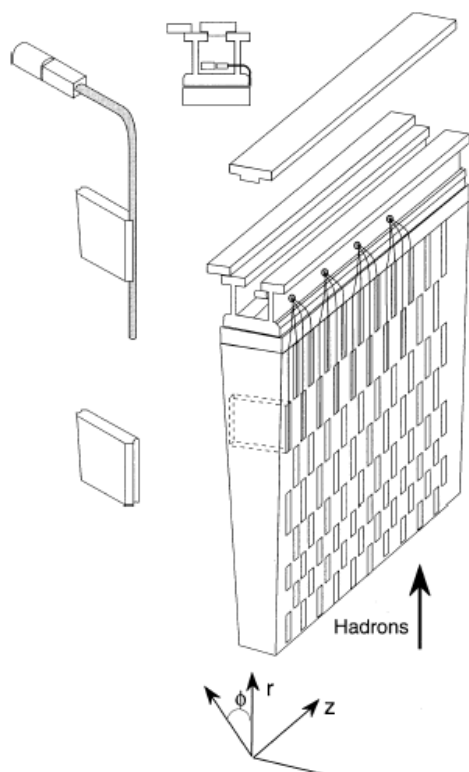


Рис. 3.5. Принцип конструкції модуля Tile-калориметра установки ATLAS.

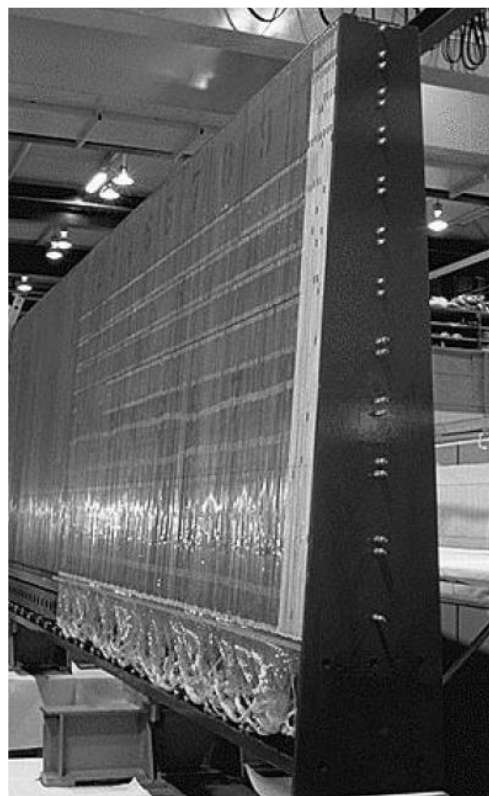


Рис. 3.6. Збірка модуля Tile-калориметра установки ATLAS.

Детальний опис прототипу модуля адронного калориметра наведено в [80]. Останній був розроблений в так званій "проективної" геометрії [81], коли пластини активної речовини (сцинтиляційних тайлів) і пасивного речовини (залізо) розташовані перпендикулярно пучку.

Хороша гомогенна компенсація виходить, коли калориметр розташований позаду електромагнітної частини калориметр і надпровідної котушки, що еквівалентно двом довжинам взаємодії λ . Це було доведено

моделюванням методом Монте-Карло і тестовими вимірами в пучках.

Концептуальні особливості конструкції модуля показані на рис. 3.5. Механічне складання калориметру відбувається незалежно від оптичної частини. Пластинчаста, проективна геометрія істотно спрощує систему світлозбору і загальну збірку. Волокна просто кріпляться шляхом прикладання до поперечного перетину пластини (замикаються в спеціальному отворі сцинтиляційної пластини). На вході у ферму волокна групуються в пучки. У межах ферми розташовані компактні фотопомножувачі і електроніка зчитування. Використання волокон дозволяє організувати знімання світла з трьох окремих областей модуля (рис. 3.6). Посилення фотопомножувача становить приблизно 6 pC/GeV для електронів. Сигнал зчитується 12-бітовим АЦП.

В адронному калориметрі використовується 11 різних типорозмірів сцинтиляційних пластин трапецієподібної форми, виготовлених методом прес-лиття під тиском з полістиролу ПСМ-115 з добавками РТР і РОРОР (матриця - полістирол, первинна добавка – РТР, 1.5 %, вторинна добавка – РОРОР, 0.03 %). Загальна вага сцинтилятора становить ~60 т (~ 460 тисяч пластин). В барель області близько 10 тисяч каналів. Сцинтилятор виготовлений методом лиття під тиском, а концентрація добавок оптимізована для отримання максимального світловихіда і оптимізована для отримання максимальної ефективності волоконного зчитування. Метод лиття під тиском добре себе зарекомендував в численних експериментах завдяки низькій собівартості, швидкому отриманню готового виробу і хорошій якості поверхні тайлів. На виробництво однієї пластини з канавками йде близько 2 хвилин. Подальша обробка канавки не потрібно. У канавку укладається волокно (шляхом «засувки») BCF91A (Bicron) [80, 81], яке захоплює блакитне світло, що утворюється в тайлі, і перевипромінює його в область з максимумом в 480 нм. Довжина

поглинання цього волокна 2 м, а час переизлучения близько 10 нс. Для збільшення світлосбора пластина обгорнута алюмінізованим майларом.

Оцінки радіаційної обстановки в області адронного калориметра показують, що для більшої частини його обсягу річна доза не перевищить 20 Гр, а максимальна доза за 10 років – ~400 Гр (40 крад).

Ці частини беруть участь в організації тригера і реконструкції енергетичного відгуку. В адронному калориметрі зчитування відбувається двома фотопомножувачами відповідно з двох сторін модуля, що дозволяє дублювати знімання інформації, що необхідно при тривалій експлуатації установки ATLAS.

3.2. Дослідження Tile-калориметра колаборацією RD-34 на SPS

Експериментальна частина роботи [80, 81] в рамках програми RD-34

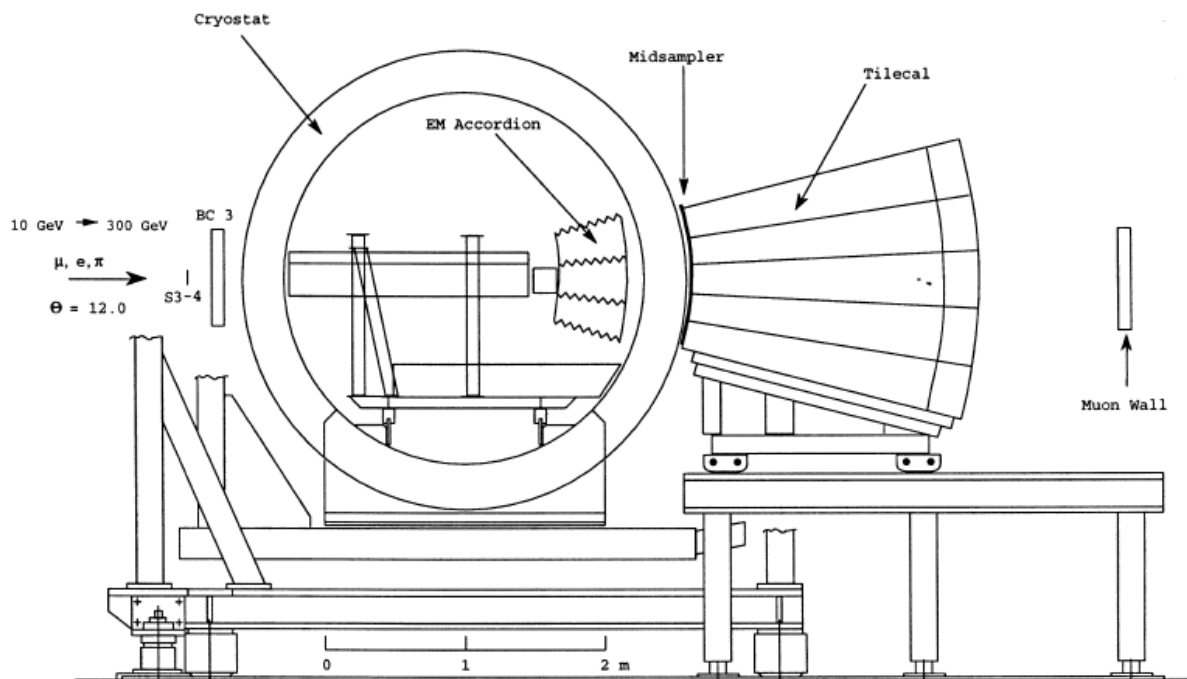


Рис. 3.7. Стенд з LAr- і Tile-калориметр для проведення тестових випробувань в пучках SPS CERN.

полягала в тому, щоб вивчити прототип (рис.3.7) комбінованого адронного калориметра установки ATLAS в пучках SPS, а також дослідити можливості вимірювання параметрів мюона з його допомогою. Водночас вирішувалося важливе завдання точного вимірювання енергетичних втрат мюона в пасивному речовині калориметра, щоб встановити частки різних вкладів втрат енергій в повні втрати мюона в діапазоні енергій $1 \div 150$ Гев. Експериментальні дані в цій області енергій на той момент були відсутні, а були тільки теоретичні оцінки, істотно відрізняються в розрахунках [87÷90]. Повномасштабний прототип (Module 0) по специфікаціям установки ATLAS був випробуваний на пучках SPS (CERN). Прототип складався з п'яти модулів розміром по фронту пучка 100×20 см², кожен з яких займав азимутальний кут рівний $2 \cdot \pi / 64$. Радіальна глибина модуля становила 180 см.

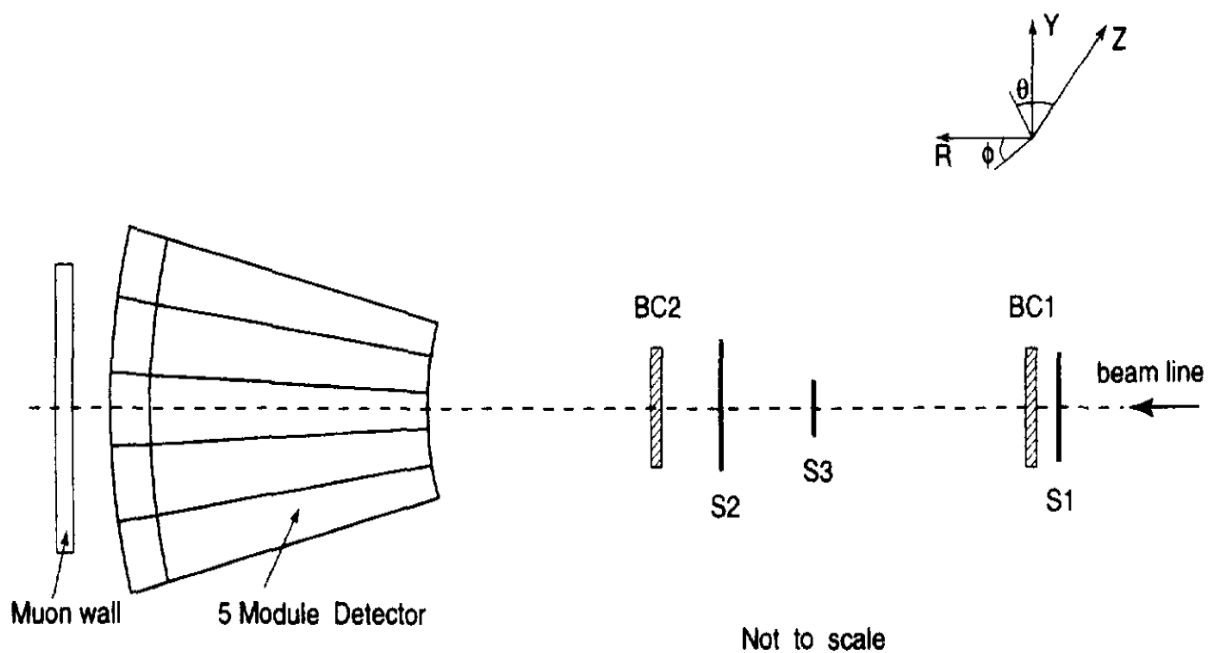


Рис. 3.8. Схема розміщення прототипів модулів Tile-калориметр в каналі H8 SPS CERN. S1, S2, S3 - пучкові сцинтилятори, BC1, BC2 - дрітні пучкові камери для визначення вхідного кута входу частинок пучка.

Модулі розміщувалися на повноворотній платформі, що дозволяє

забезпечити точне позиціонування (z, θ, ϕ) і сканування по пучку, що дозволило провести і координатні дослідження. Радіальна глибина модуля еквівалентна 80.5 радіаційним довжинах або 8.9 ядерним довжинах взаємодії (λ). Кожен модуль містив 57 ідентичних сцинтиляційних пластини товщиною 3 мм уздовж z і 18 тайлів різних різних розмірів. Вимірювання дозволили оптимізувати також светосбор і калібрування, що відбулося в остаточній конструкції калориметр.

Комбінований калориметр TILECAL + LAr був встановлений на каналі Н8 прискорювача SPS CERN в пучках піонів з енергіями від 1 до 300 GeV/c і в пучках електронів з енергіями від 20 до 287 GeV/c. Нижче наводяться результати дослідження адронного калориметра спільно з жідкоаргонним електромагнітним калориметром установки ATLAS, вимірювання енергетичних втрат мюонів і спектри вторинних частинок при енергії до 150 GeV в пучках прискорювача SPS (CERN). Частина зібраних модулів використовувалася для вимірювання шумів, пов'язаних з пучком і витоків енергії з сусідніх спрацьованих модулів.

Схема експериментальної установки наведена на рис. 3.8. Позаду калориметра розташовувалася «мюона стінка» з 10 сцинтиляційних детекторів для реєстрації мюонів та їх відбору. Результатом досліджень була оптимізація світловихода з tile-калориметар, збільшення чисельної апертури волокон, геометрії розташування волокон в калориметрі.

Число фотоелектронів визначалося різними методами: за допомогою нейтральних фільтрів, лазера і з даних про втрати мюона.

В останньому випадку використовувалася формула (4, Гл.2.):

$$N_{pe} = C \cdot \left(\frac{Q_c}{\sigma_c} \right)^2 \cdot \frac{1}{Q_c} \cdot \alpha_e, \quad (3.1)$$

де Q_c - заряд ЗЦП в пікокулонах сигналу з ФЕУ, σ_c - середньоквадратичне відхилення для статистичного піку (гаусіан), параметр C - число, яке коригує середні статистичні флуктуації особливостями флуктуації електронів на перших діодах як це було показано в роботі А. Бернштейн (NIM A, 336, 1993, р.23). Зазвичай $C=1$. Експериментально знайдена калібрувальна константа для електронів $\alpha_e=5.59$ рс/GeV. Протягом декількох місяців проводилося ряд експериментів з різними волокнами і тайлами, що дозволило поліпшити відгук з 24 до 64 ф.е. з осередку з 12 пластин.

Ставлення e/μ визначалося як відно конверсійних факторів електрона і мюона α_e/α_μ в тайл-калориметре. Використовуючи цей показник можна було отримати енергію мюона:

$$E_\mu = \frac{e}{\mu} \cdot E_{\text{exp}} = \frac{e}{\mu} \cdot \frac{Q_\mu}{\alpha_e}, \quad (3.2)$$

де $E_{\text{exp}} = \frac{Q_\mu}{\alpha_e}$ - експериментально визначаються втрати мюона. ставлення e/μ відрізняється від одиниці в зв'язку з наявністю семплінг-флуктуацій для мінімально іонізуючих частинок. Для електрона низько енергетична частина втрат енергії в калориметр в загальному випадку менше флуктуує, ніж для $m.i.p.$ Для мюона існує сильна залежність втрат від Z поглинач через вкладу радіаційних втрат. Порівняння з розрахунком за методом Монте-Карло дозволили вибрати $e/\mu = 0.91 \pm 0.01$ аж до 150 ГєВ.

3.2.1. Відгук адронного калориметра

Енергетичний дозвіл для піонів досліджувався в діапазоні від 20 до 300 GeV при кутах падіння θ від 0° до 30° . Мюони витягали з піонного пучка. Сам сигнал мюонів формується парою каналів, які можуть флуктуировать

від події до події.

Таблиця 1. Параметри втрат мюона в калориметрі в залежності від енергії пучка.

$E_{\text{beam}}(\text{ГэВ})$	Сигнал		Шум	S/N
	МОР, ГэВ	FWHM, ГэВ	$\sigma_{\text{noise}},$ ГэВ	
20	2.35	0.83	0.066	36.0
40	2.41	0.89	0.065	37.0
50	2.44	0.83	0.064	38.0
80	2.46	0.93	0.064	38.0
100	2.55	1.14	0.067	38.0
150	2.66	1.23	0.068	39.0

Тому відповідний шум був оброблений як шум суми відповідної пари каналів. Розподіл мюонного сигналу виходив як згортка функції Ландау і функції Гаусса. Найбільш ймовірні значення (МОР) сигналу мюонів в калориметрі, ширина на напіввисоті (FWHM) і відношення сигнал/шум (S/N) наведені в таблиці 1. На рис. 3.9 наведено результат: величини E і σ отримані шляхом накладення гаусового фіта на відгук калориметра (рис. 3.10, перший пік – мюони, домішка пучка). Далі фітіровались точки (рис. 3.9) стандартним виразом $\sigma/E = a/\sqrt{E+b}$, де a – стохастичний член, обумовлений флуктуаціями розвитку зливи, b – константний член, що відображає невизначеність в калібрування і т.п. Результати для параметрів наведені в таблиці 2. Однорідність відгуку до піонів склав $1 \div 2$ %.

Таблиця 2. Параметри a і b для енергетичного дозволу піонів.

0°	$a(\%)$	$b(\%)$
10°	$46,9 \pm 1,2$	$1,78 \pm 0,12$
20°	$45,2 \pm 1,1$	$1,29 \pm 0,11$
30°	$46,2 \pm 1,4$	$2,13 \pm 0,14$

Енергетичний дозвіл може бути покращено обробкою, використовуючи

вагові функції (шляхом коректного обліку компонент зливи в різних осередках калориметра). Нелінійність функції енергії відгуку піонів обумовлена некомпенсацією $\frac{e}{h} > 1$. Електромагнітна фракція енергії адронного зливи збільшується логарифмічно з енергією, відносний відгук піонів росте повільніше з енергією, загальна нелінійність пропорційна $\left(\frac{e}{\pi}\right)^{-1}$.

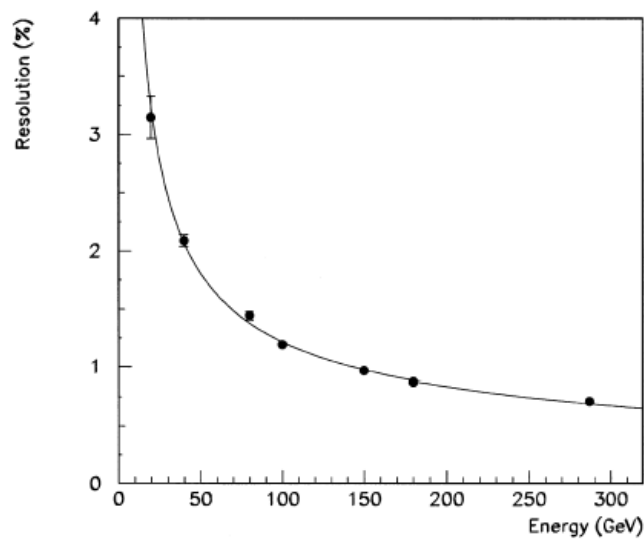


Рис. 3.9. Виміряний енергетичний дозвіл і фітінг крива.

Відгук калориметра на мюонний сигнал проводився в діапазоні енергій $1 \div 300$ GeV під полярним кутом від 0° до 40° . При перпендикулярному падінні здійснювалися калібрування, вимірювання световихода і спектра енергетичних втрат мюона. При енергії 150 GeV світловихід від мюона склав 64 ф.э./GeV. Однорідність відгуку склала $2 \div 3$ %. Цього достатньо для надійного відділення відгуку мюона від шуму [84, 85], що можна вважати цілком хорошим результатом. На рис. 3.10 показаний відгук калориметр нормований при 20 GeV, $\frac{\langle Q \rangle}{E_{nom}}$, де $\langle Q \rangle$ – середня виміряна калориметром

енергія і $E_{\text{ном}}$ – номінальна енергія пучка. Як видно з рисунка, сигнал досить добре відірваний від п'єдесталу. Моделювання методом Монте-Карло дозволило досить точно узгодити інструментальні ефекти і втрати мюонів в різних частинах калориметра.

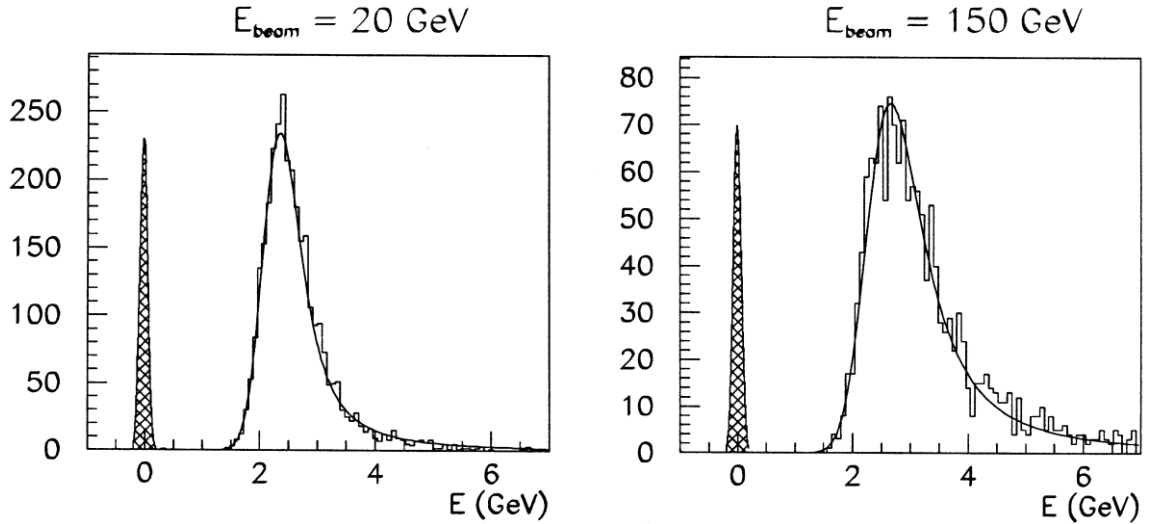


Рис. 3.10. Відгук калориметра на проходження мюона при різних енергіях. Заштрихованная область - п'єдестал. Фітірування вироблялося функцією Мойя.

При високих енергіях електромагнітна зливово складова частина втрат вносить істотний внесок в загальні втрати мюона (рис. 3.11). Ці втрати корелюють з втратами в абсорбері калориметра. Нижче 10 Гев присутній, в основному, іонізаційний механізм втрат.

Для відновлення втраченої енергії мюона в абсорбере використовується формула, що параметризує дані, отримані методом Монте-Карло:

$$E_{Fe} = a_1 \times E_{\text{scint}}^{-a_2} + p_1 \times E_{\text{scint}}^{p_2}, \quad (3.3)$$

де p_1 і p_2 - поліноми, що залежать від вхідної енергії мюона в Гев.

$$\begin{aligned} p_1 &= a_3 + a_4 \times E_\mu, \\ p_2 &= a_5 + a_6 \times E_\mu + a_7 \times E_\mu^2, \end{aligned} \quad (3.4)$$

де $a_n (n=1...7)$ -константи, а E_μ - входить енергія мюона в GeV'ах. Формули 3,4 справедливі аж до 300 GeV. Ця параметризація може бути використана для корекції енергетичних втрат в калориметрі і поліпшення визначення імпульсу мюона в магнітних спектрометрах. На установці ATLAS через зміни частки пасивного і активного матеріалу така параметризація повинна бути проведена для кожної точки проходження мюона як функція від z і псевдо швидкості η .

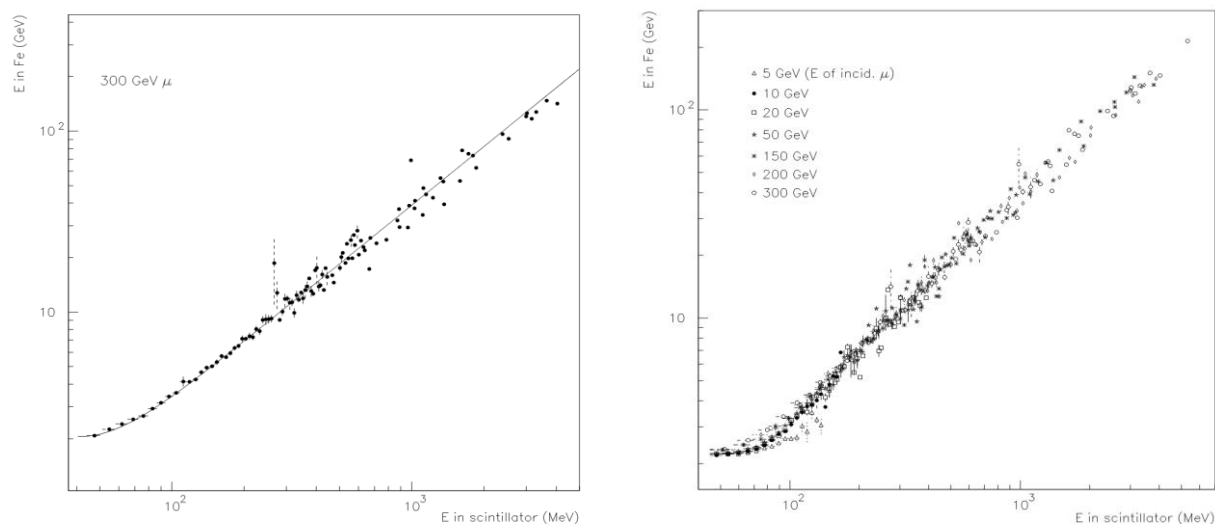


Рис.3.11. Реальні (без урахування поправок) енергетичні втрати мюона в скінтілятор як функція втрат енергії в абсорбері Tile-калориметр. Зліва - розрахунок методом Монте-карло для $E_\mu = 300 \text{ GeV}$, праворуч - експериментальні дані для різних енергій мюона.

При подальшій коригуванні експериментальних даних необхідно враховувати семплінг-флуктуації, пов'язані з гетерогенною структурою самого калориметра: $(1-f)$ для заліза і f - для скінтілятора при $f \approx 3\%$.

3.2.2. Вимірювання e/π відносини

Відношення відгуків калориметра на електроні і піонні дозволяє

виділити $\frac{e}{h}$ значення, тобто відгуки на електромагнітну та неелектромагнітну (чисто адронну) складові. величина $\frac{e}{h}$ відмінна від 1 внаслідок відхилення від лінійності адронного відгуку в залежності від енергії, розширення енергетичного дозволу з енергією і впливу «хвостів» функції енергетичного розподілу. Ставлення $\frac{e}{h}$ конструктивно залежить від багатьох чинників: товщини сцинтиляційних пластин і пасивного речовини, від компенсаційної фракції. Для компенсаційного калориметра $\frac{e}{h} < 20$ (в разі Tile Calorimeter це відношення дорівнює 4.7) очікується бути > 1 для звичайної орієнтації тайлів перпендикулярно входу адронів [76]. Для Tile Calorimeter ставлення $\frac{e}{\pi} = f(E, \vartheta, z)$. Як видно з рис. 3.8 $\frac{e}{\pi} = \frac{e}{h} \cdot \frac{1}{1 + (\frac{e}{h} - 1) \cdot 0.11 \cdot \ln E}$. Результуюче відношення $\frac{e}{\pi}$ як функція енергії піонів лежить між 1.24 і 1.12, що добре ілюструє логарифмічне зростання фракції електромагнітного зливи в піонній зливі.

3.2.3. Облік витоків в адронному калориметрі

У зв'язку з обмеженими розмірами модулів для калориметра важлива енергія витоків, яка сильно погіршує енергетичну роздільну здатність. Для вивчення цього ефекту була розроблена стінка мюонів, яка реєструвала т.і.р. частинки і нейтрони, які вилітають з калориметра. З огляду на сигнал від мюонів позаду калориметра, можна прибрати з розгляду низькоенергетичні «хвости» енергетичного розподілу. З іншого боку це показує, що витoki існують навіть при товщині $10 \cdot \lambda$. Для Tile Calorimeter остаточно вибрана довжина в $9.6 \cdot \lambda$.

3.2.4. Результати тестових випробувань

Повномасштабний прототип (Module 0) був випробуваний на пучках електронів, мюонів і піонів з енергіями від 10 до 300 ГеВ/с на прискорювачі SPS (CERN) спільно з прототипом жідкоаргонного електромагнітного калориметра. Отримані наступні результати [83 ÷ 85]:

- одночастковий енергетичний дозвіл адронного калориметра досягає
$$\frac{\sigma}{E} = 50\% \cdot \frac{1}{\sqrt{E}} + 3\%;$$
- досягнута лінійність (в межах декількох відсотків) в діапазоні енергій від 20 до 300 ГеВ. ставлення $\frac{e}{\pi} = 1.1-1.2$, що майже ідеально для хорошої компенсації;
- енергетичний дозвіл для піонів $\sim 6.7\%$ при 100 ГеВ. Вдала конструкція калориметра дозволяє визначити енергію піонів в діапазоні 20 ÷ 300 ГеВ при лінійності шкали енергії в 1 %;
- витік зливи з калориметра становить не більше 2% (при $9.6 \cdot \lambda$ і 300 ГэВ) і визначається з форми зливи;
- кутовий дозвіл зливи визначається з точністю 1.5° (при 300 ГэВ);
- отримано вихід калориметра в 64 ф.е./ГеВ, що дає можливість також виділити мюон з шуму (п'єдесталу) навіть для не дуже товстих калориметричних сегментів, де форма спектра спотворена геометрією сегмента;
- сигнал від мюона з $E_\mu > 2\sqrt{s}/\sqrt{n}$, як правило, вище шуму майже на порядок при всіх інтенсивностях пучка LHC;
- експериментальні параметри мюона в області $2\sqrt{s}/\sqrt{n} < E_\mu < 300\sqrt{s}/\sqrt{n}$ добре узгоджуються з розрахунками методом Монте-Карло;

- добре знання відносини e/μ в калориметр дозволяє точно отримати найбільш ймовірні і середні втрати мюона.

В цілому, треба відзначити, що хороша мюонна ідентифікація в тайл-калориметрі дозволяє проводити ключові експерименти з мюонною сигнатурою.

3.3. Про розбіжності експериментальних і теоретичних значень втрат мюона в речовині в області енергій $1 \div 150$ GeV

До 90 р.р. необхідність в отриманні докладних даних від втрат високоенергетичних мюонів в речовині стимулювалася експериментами в області космічних променів і нейтринної фізикою (DEIS, MUTRON spectrometers, CCFR neutrino detector).

В [90] наведено докладне порівняння існуючих на сьогоднішній день енергетичних втрат мюонів при проходженні через речовину поглинача в діапазоні енергій $E_\mu = 10 \div 100$ GeV, що отримується з теоретичних і модельних розрахунків, експериментальних поправок і емпіричних уточнень. Але в області до 150 GeV наведені оцінки не мали достатньої точності, оскільки докладні експериментальні дані були відсутні.

Енергетичні втрати мюонів дуже високих енергій (аж до 10 TeV) були виміряні в експериментах з космічними променями за допомогою магнітних спектрометрів [87] з хорошою точністю, за винятком області низьких енергій. Було знайдено добре узгодження між експериментальними і розрахунковими даними за винятком області невеликих енергетичних втрат.

Втрати мюонів в області енергій вище 200 GeV були виміряні в численних прискорювальних експериментах. Вимірювання Європейської мюонною колаборації (EMC) показали, що в області домінування

гальмівних втрат є хороша згода з обчисленнями Цая [88]. Дані колаборації BCDMS узгоджуються з обчисленнями Кокоуліна-Петрухіна [89] для народження пар і обчисленнями Петрухіна-Шестакова [90] для гальмівних втрат мюона. Але на той момент вважалося, що існують відмінності розрахунків Цая і Петрухіна-Шестакова на 20 %.

Основний внесок в втрати мюона при проходженні через речовину вносять іонізаційні втрати Бете-Блоха з емпіричними поправками Стернхеймера, які враховують властивості речовини. Оскільки іонізаційні втрати $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion}$ мають великий перетин, флуктуаціями Ландау в обчисленнях методом Монте-Карло зазвичай нехтують, а користуються середніми втратами [87]. До вкладів втрат (формули не наводимо через громіздкість, їх можна знайти в [87-90]), які найбільшим чином флуктують (стохастичні вклади), відносяться:

а) випромінювання при гальмуванні $\left(\frac{d\sigma}{dv}\right)_{brem}$, де $v = \frac{E_\gamma}{E_{0\mu}}$, E_γ , $E_{0\mu}$ - енергія фотона і початкова енергія мюона. Детальні обчислення диференціального перерізу були зроблені Петрухін-Шестаковим з урахуванням атомного та ядерного формфакторів;

б) пряме народження e^+e^- -пар $\left(\frac{d\sigma}{dv}\right)_{pair}$, найбільш точний результат виходить з обчислень Кельнера-Котова з урахуванням радіаційних поправок і впливом орбітальних електронів;

в) фотоядерні взаємодії $\left(\frac{d\sigma}{dv}\right)_{\mu A}$, розраховано Безруковим-Бугаєвим. Для нього виходять менш точні результати в зв'язку з неможливістю обліку нуклонного формфактору сучасними методами, тому доводиться вводити припущення, що впливають із наявних експериментальних даних.

Облік зазначених вище процесів з прийнятною точністю дозволив би

оптимізувати і розрахунки методом Монте-Карло на Geant'e.

Тому, в подальшому, по уточненню даних по втратах мюона, при проходженні через речовину калориметра, були присвячені спеціальні експерименти, які проводилися на прототипі адронного калориметра установки ATLAS [84, 92] колаборацією RD-34.

3.4. Вимір втрат мюона на пучку SPS і порівняння з розрахунками

Вимірювання втрат мюона при проходженні через прототип адронного калориметра вироблялося на каналі H8 SPS. Модуль встановлювався перпендикулярно пучку частинок. Пластини абсорбера (залізо) і сцинтилятора мали товщину 14 мм і 3 мм відповідно. Загальна товщина сягала $8.8 \cdot X_0$. Мюонний пучок з імпульсним аналізом з енергією $E_\mu = 150 \text{ GeV}$ визначався трьома сцинтиляційними годоскопами (рис. 3.8). Напрямок падіння вимірювалося двома двокоординатної дротяними камерами. У цьому аналізі було використано близько 550 тисяч тригерів мюонів. Більш докладно опис експериментів було наведено вище (п. 3.2.). Електромагнітний калориметр мав дозвіл $\sigma/E = 24\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$. Для придушення тригерів з більш ніж однією вхідною часткою в сцинтиляційних годоскопах накладалося умова мінімального сигналу від іонізуючої частинки. Домішка адронів усувалася вимогою практично повного поглинання зливи в центральному модулі (95 % сигналу). Електронне забруднення пучка від розпаду мюона оцінювалася як пренебрежимо мале, тому що при 150 GeV середня довжина розпаду мюона становить 106 м. Методом Монте-Карло було показано, що до 70 % подій від електронів виділяється в першому шарі калориметра, а 30 % - у другому. Після обрізання цих подій залишилося приблизно 450 тисяч мюонних тригерів. Для придушення електронного фону підсумовувалися

сигнали з декількох рівнів і використовувалася параметризація для поздовжнього поширення зливи, що давало можливість більш точно визначити енергію зливи. Додатково вироблялося порівняння з розрахунками радіаційних втрат мюонів, обчисленими методом Монте-Карло. Енергія мюона, втрачена в калориметрі, розраховується шляхом підсумовування сигналів в двох-чотирьох послідовних шарах і віднімання найбільш ймовірного сигналу в цих шарах. Цей метод зводить до мінімуму корекцію від низькоенергетичної іонізації, створюваною мюонами і похибки, пов'язані з флуктуаціями енергії. Процедура вирахування найбільш ймовірних втрат мюона також була змодельована на Geant 3.21.

Тому однією з цілей експериментального вивчення на прискорювачі SPS прототипу комбінованого калориметр (в рамках проекту CERN RD34) було вимір втрат мюона в цій області енергій.

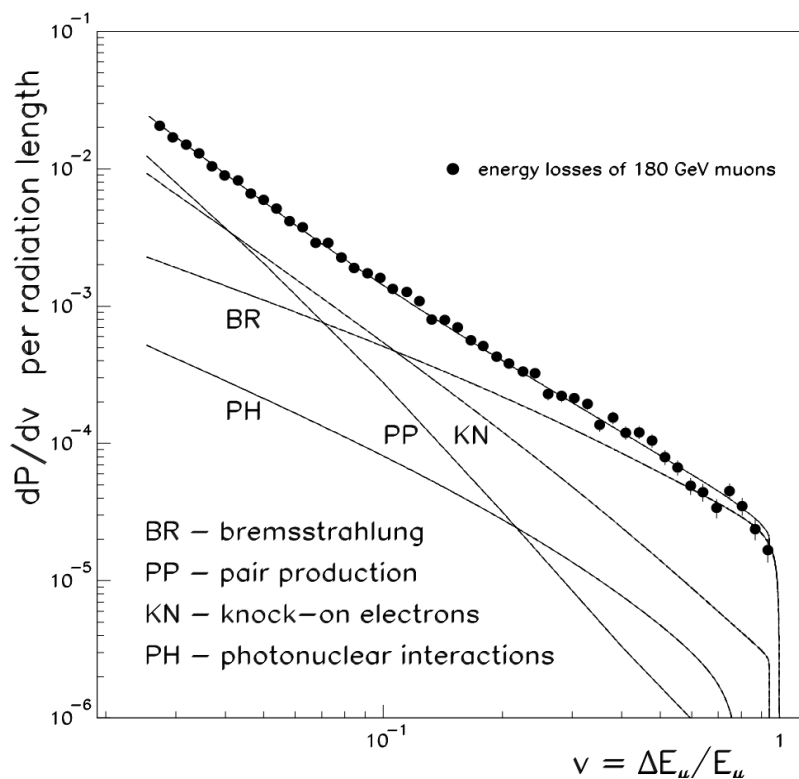


Рис. 3.12. Вимірний енергетичне дозвіл і результуюча фітінгованная крива з урахуванням парціальних внесків енергетичних втрат.

Обчислена ймовірність втрат dP/dv в розрахунку на радіаційну довжину, де $v = \Delta E_\mu / E_\mu$ – парціальна частка втрат мюона, порівнювалися експериментальними даними в області $v = 0.01 - 0.95$ для процесів гальмівного випромінювання, електронного розсіювання і народження пар.

Остаточні результати вкладів різних механізмів енергетичних втрат мюона для Module 0 приведені на рис. 3.12. Вони добре узгоджуються з обчисленнями Кельнера і Котова [87, 90] для процесу народження пар, з формулою Баба [88] при обліку вкладу електронного розсіювання, з обчисленнями Петрухіна і Шестакова [89] для процесів гальмівного випромінювання.

Висновки до розділу 3

Експериментально (по проекту RD-34) підтверджена концепція адронного Tile-калориметр з поздовжньою орієнтацією сцинтиляційних пластин-тайлів [80, 84, 85].

Показана можливість [122] вимірювання енергетичних втрат при проходженні через речовину калориметра одиночного мюона з урахуванням кореляції втрат мюона в поглиначі калориметра і в активній речовині – сцинтиляторі. Ці втрати експериментально виміряні [79] і додатково уточнені за допомогою процедур введення поправок в діапазоні енергій $E_\mu = 2 - 300 \text{ GeV}$. Відношення сигнал/шум очікується на рівні $\sim 10/1$ у всьому діапазоні енергій мюона при номінальній $(10^{34} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1})$ світності ЛНС. Отримані успішні рішення цієї роботи дозволили зробити тригер на зазначені вище рідкісні події більш жорстким, перш за все, за рахунок селекції мюонів по повній енергії і коригуванням імпульсу мюона в магнітному спектрометрі установки.

Проведено порівняння з чисельними розрахунками парціальних внесків втрат в області енергій мюона. При проведенні експериментів це дозволить в подальшому використовувати більш жорсткий тригер [76]. Тому одним із актуальних завдань адронної калориметрії ATLAS є ідентифікація мюонів і вимір їх енергетичних втрат для поліпшення визначення імпульсу мюона в спектрометрі. Експериментально [91, 92] було визначено на прискорювачі SPS (CERN) енергетичні втрати мюона в області енергій $1 \div 150 \text{ GeV}$, знання про які визначалися на той момент з розрахунків з досить великою помилкою.

Публікації автора до розділу 3

[84]. ATLAS Collaboration (from JINR): A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina,

Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin. **Results from a combined test of an electromagnetic liquid argon calorimeter with a hadronic scintillating-tile calorimeter // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 1997. – № 387. – P. 333÷351.**

[122]. ATLAS Collaboration (from JINR): A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin. **Response of the ATLAS Tile calorimeter prototype to muons // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 1997. – № 388. – P. 64÷78.**

[91]. RD34 Collaboration (from JINR): A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin. **A measurement of the energy loss spectrum of 150 GeV muons in iron // Zeitschrift Für Physik (Z. Phys.) . – 1997. – C 73. – № 3. – P. 455÷463.**

[85]. RD34 Collaboration (from JINR): A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin. **Results from a new combined test of an electromagnetic liquid argon calorimeter with a hadronic scintillating-tile calorimeter // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 2000. – № 449. – P. 461÷477.**

Інші публікації автора до розділу 3, що не увійшли до основних

[79]. A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov,

V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin (JINR RD34 group). **A measurement of the energy loss spectrum of 150 GeV muons in iron** // CERN-PPE/ 96-115. – 19 August 1996, P. 1÷25.

[92]. A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov (CERN-JINR RD34 group). **Response of the ATLAS Tile calorimeter prototype to muons** // CERN-PPE/96-173. – December 13, 1996. – P. 1÷40.

[76]. **ATLAS: Technical proposal for a general-purpose p-p experiment at the Large Hadron Collider at CERN. ATLAS TDR 14, CERN/LHCC 99-14, 1999, ATLAS Collaboration** // CERN-LHCC-94-43.–Dec 1994.– P. 1÷289;

[80]. A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin (CERN-JINR RD34 group). **Construction and Performance of an Iron-Scintillator Hadron Calorimeter with Longitudinal Tile Configuration. RD-34 Collaboration** // CERN-LHCC-95-44. – 16 August 1995. – P. 1÷54.

РОЗДІЛ 4. ДОСЛІДЖЕННЯ РАДІАЦІЙНОЇ СТІЙКОСТІ МЮОННИХ ДЕТЕКТОРІВ

4.1. Проблема радіаційної стійкості колайдерних детекторів

Одна з важливих і нових проблем, яка виникла саме при створенні колайдерних установок – радіаційна стійкість детекторів [76, 93]. Великі світності колайдерів надають істотне радіаційне навантаження на всі типи детекторів за рахунок вторинних частинок, що виникають після первинної взаємодії. Це стосується в першу чергу пластмасових сцинтиляційних детекторів [94, 95], оскільки вони, в основному, забезпечують запуск всієї установки при пошуку різних сигнатур шуканих подій. В тригер 1-го рівня входить, як правило, сигнал з мюонних лічильників. Таким чином, статистика рідкісних розпадів істотно залежить від ефективної роботи детекторів саме мюонного тригера. Крім того, активна частина адронних калориметрів колайдерів також складається з пластмасового сцинтилятора в вигляді tile-пластин.

Вплив радіації на пластмасовий сцинтилятор можна побачити неозброєним оком на прикладі мюонних лічильників установки CDF I (рис. 4.1). Пошкодження пластика проявляються, як відомо, в падінні світлових і в зменшенні довжини загасання [97]. І те, і інше призводить до деградації параметрів детекторів в радіаційних полях. До відносно невеликих значень виправити ситуацію можна шляхом перекалібрування, а при великих дозах це вже не вдається і потрібна заміна детекторів.

У повному обсязі проблема радіаційної стійкості полімерних сцинтиляторів виникла при створенні детекторів для SSC [117, 118], оскільки їх основна частина – спагетті- і тайл-калориметри, мюонні

лічильники передбачалася виготовляти з пластмасових сцинтиляторів. Інших альтернативних типів детекторів не пропонувалося через значну вартість (наприклад, використання кристалів), а також по техніці безпеки.

Головне питання, про яке йде мова, це змінення сцинтиляційних властивостей органічних волокон і полімерних композиційних матеріалів сцинтиляторів. На жаль, тоді як зміна механічних властивостей органічних матеріалів під дією радіації інтенсивно вивчалася за останні тридцять років, дуже мало робіт було присвячено зміні оптичних і сцинтиляційних властивостей під дією радіації. З опублікованих даних [94] видно, що в основі механізмів радіаційних ушкоджень сцинтиляційних матеріалів лежать механізми, які стосуються змін механічних властивостей опромінених полімерів [97, 98]. А саме, значні зміни сцинтиляційних властивостей настають при дозах $10^5 \div 10^7$ рад в комерційно-доступних сцинтиляторах (NE, Bicron) з матрицею з поліакрилу, полістиролу і полівінілтолуола з звичайно застосованими добавками типу РТР і РОРОР.

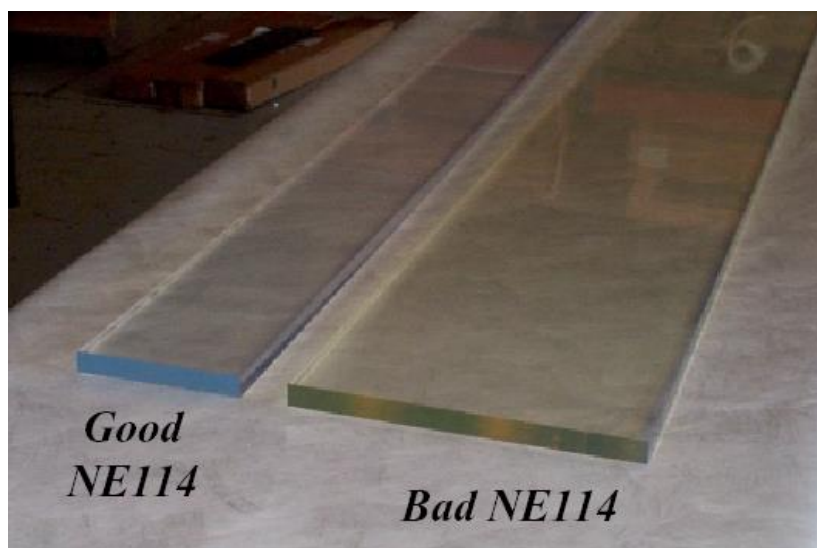


Рис 4.1. Пошкодження пластика з полівінілтолуола (приклад: установка CDF I).

На той момент теоретичних підходів не існувало, а опис впливу радіації

носили, в основному, феноменологічний характер. Нічого не було відомо про природу центрів забарвлення, механізмів аннелінга або відношенню між структурою полімеру і стійкістю до радіації і сцинтиляційних властивостей.

З розрахунків за методом Монте-Карло коли різний рівень інтенсивностей пучків колайдера SSC, були зроблені оцінки дозового навантаження від вторинних частинок на різні детектори установки. Адронні і електромагнітні калориметри найбільш схильні до сильного радіаційного навантаження, бо активними елементами яких є сцинтиляційні пластини (tile) [93, 94, 103]. У меншій мірі – мюонні лічильники, розташовані за калориметрами і ярмом залізного магніту.

У дорогих колайдерних установках «виживають» не унікальні детектори з унікальними параметрами, а тільки відносно дешеві в масовому виробництві і з достатньо простою технологією (при дотримання якості) їх виготовлення. Якщо говорити про кількість, то це можуть бути десятки тисяч виробів різних типорозмірів загальною вагою до десятків тонн.

Тому обов'язковою умовою сучасних детекторів, не тільки сцинтиляційних, є тести на радіаційну стійкість.

Одним з основних кандидатів для виготовлення мюонних лічильників установки CDF II був пластмасовий сцинтилятор на основі полістиролу, що отримується методом об'ємної полімеризації у заводських умовах. Добре відомо використання прес-литого полістиролу як матриця сцинтилятора в калориметрії [99, 112]. Це обумовлено, в першу чергу, використанням більш дешевої технології його виготовлення. Але, незалежно від технології отримання, поліпшення параметрів пластмасового сцинтилятора в радіаційних полях стало однією з

найактуальніших і затребуваних завдань нашого часу.

Як відомо, існує два напрямки, що інтенсивно розвиваються: поліпшення радіаційних властивостей матеріалів [98, 100 ÷ 109, 111, 115], з яких виготовляються детектори, і створення таких нових конструкцій детекторів [103, 105, 110], в яких деградація параметрів буде найменш чутливою [113 ÷ 116].

З огляду на обов'язковість радіаційного тестування нових розроблюваних детекторів, з ініціативи автора (кафедра експериментальної ядерної фізики ХНУ імені В.Н. Каразіна) було створено міжнародне співробітництво «Полімерний калориметр» [24], яка отримала підтримку фонду INTAS та грантів МОНУ. До завдань співпраці входило виконання програми з вивчення сцинтиляційних матеріалів на базі гамма-гармати і нейтронного генератора кафедри з подальшим тестуванням прототипів нових детекторів в ЦЕРНі і Фермілабі в рамках протоколів про співпрацю.

На час розробки програми в ХНУ імені В.Н. Каразіна вже був накопичений значний досвід у дослідженні радіаційної стійкості сцинтиляційних матеріалів, який був отриманий при виконанні господарчих договірних робіт. Це істотно спростило вирішення завдань з розробки спеціальних стендів і методик дослідження пластмасових сцинтиляторів в радіаційних полях вже для задач детекторів установок CDF II і ATLAS.

Основне завдання програми «Полімерний калориметр» [24] – розробка стійких до радіації детекторів для колайдерних експериментів. Її рішення йшло за такими напрямками:

- вироблення фізичних принципів створення радіаційно-стійких детекторів, встановлення зв'язку їх з конструкторськими особливостями побудови детекторів на основі використання

волоконного знімання інформації;

- пошук (скринінг, синтез) добавок, що поліпшують радіаційну стійкість пластмасових сцинтиляторів, дослідження процесів старіння і відновлення властивостей матеріалів пластмасових сцинтиляторів з часом;
- розробка апаратури та методик дослідження радіаційно-стійких пластмасових сцинтиляторів.

Історично загальноприйнятий підхід в дослідженні радіаційної стійкості полягає у вивченні параметрів готового детектора в пучку частинок прискорювача. При цьому нова конструкція вимагає і нового дослідження, що само по собі вже досить дороге. Так було досліджено прототип модуля електромагнітного (spagetti) калориметра установки SDC (SSC). Але в подальшому, акцент змістився в бік вивчення окремих матеріалів детектора і виявлення «слабких місць» конструкції, а також вивчення причин радіаційних ушкоджень оптичних полімерних сцинтиляторів. Таку роботу можна вже було проводити на стендах з рентгенівськими і гамма-гарматами або радіонуклідних джерел, що суттєво здешевлює процес дослідження і приваблювало додатково численні невеликі університетські колективи в загальну кооперацію.

4.2. Дослідження прототипу модуля ЕМ-калориметра SSC

Однією з перших робіт за програмою «Полімерний калориметр» з'явилася робота [120] в рамках міжнародного співробітництва «СФЕРА» (ЛБЕ, ОІЯД, м. Дубна) [103, 121] по дослідженню радіаційної стійкості електромагнітного прототипу "spagetti"-калориметра для коллайдера SSC на основі сцинтиляційних ниток (рис. 4.2.) на прискорювачі електронів

ЛУЕ 2 GeV (ХФТІ) [103].

Сцинтиляційні волокна фірм Bicron [70], NE [71] і Kuraray Co [43] до цього часу отримали досить гарне поширення завдяки їх унікальним властивостям (див. Розділ 2). Вони використовувалися в якості світловодів калориметрів, як волокна що зміщують спектр, або як сцинтиляційні волокна. В "spagetti" -калориметрах сцинтиляційні волокна виконували також роль активної речовини електромагнітного калориметра, тобто в них були впроваджені сцинтилюючі добавки. Параметри калориметра (енергетичне дозвіл, координатне дозвіл, e/h відношення та ін) до опромінення можна досить точно порівнювати з розрахунками методом Монте-Карло, наприклад за допомогою програм типу Geant 3.1 [58] або G3sim [59], оскільки електромагнітна частина взаємодії частинок з речовиною досить добре узгоджується з експериментальними даними.

Але детальні властивості таких калориметрів в умовах комбінованого впливу радіації (e, γ, n) досліджувати розрахунковим шляхом практично неможливо через зміну цих властивостей під час опромінення і складності обліку всіх особливостей такого впливу. Складність роботи полягала ще в тому, що фактично для методичного дослідження було потрібно тривала

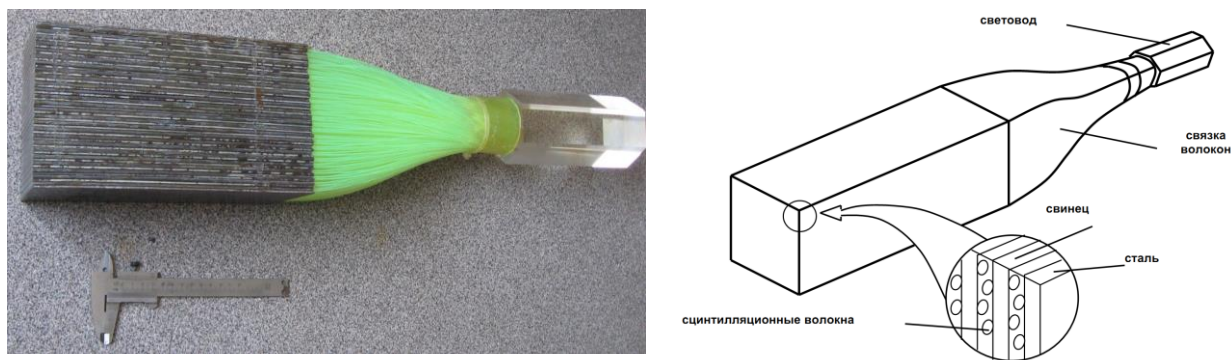


Рис. 4.2. Конструкція spaghetti-калориметра.

експлуатація прискорювача з метою набору реальної дози. Тим цінніше

виявилися отримані результати, оскільки таких робіт в цілому було проведено не дуже багато.

Прототип модуля (рис. 4.2.) мав Fe-Pb пластини пасивного речовини розміром 120x115x250 мм³, перешаровані сцинтиляційними волокнами фірми Kuraray Co [71] зі сцинтилюючою добавкою Y7 (green), що зміщувала спектр. Волокна зводилися на шестигранній світловод з оптичного оргскла довжиною 30 см, що забезпечувало однорідність засвічення фотокатода ФЕУ-110 (і покращувало енергетичний дозвіл калориметра). Опромінення проводилося на Харківському лінійному прискорювачі (ХФТІ НАНУ) електронів ЛУЕ-2 ГеВ при енергії 1.0 ÷ 1.2 ГеВ спільно зі спектрометром SP-02 [120]. Діаметр пучка

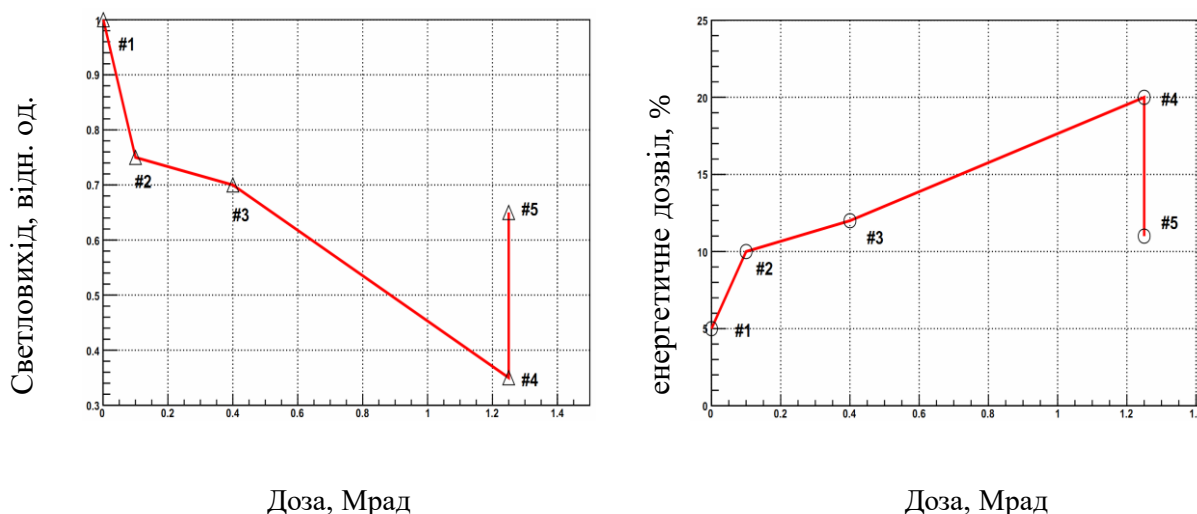


Рис. 4.3. Залежність відгуку ЕМ-калориметр від поглиненої дози при $E(e^-) = 1.2$ ГеВ (зліва); залежність енергетичного дозволу σ/E від дози опромінення (справа): #1 – відсутність опромінення; #2, #4 – відразу після блученія; #3 – через 3 дня відновлення; #5 – через 9 днів відновлення.

становив 2 см і сканувався рівномірно по торцю модуля. Струм пучка контролювався монітором вторинної емісії з точністю 1 %. Однорідність опромінення по площині діаметру модуля контролювалася за попереднього опромінення тонкої скляної пластинки.

Енергетичний дозвіл до і після опромінення було отримано при енергії електронів 1 Гев (мал 4.4). Спектри накопичувалися амплітудним аналізатором, ворота стробірували аналізатор від сигналу збігів (тригер) від чотирьох моніторних сцинтиляційних лічильників, що стояли по пучку. Вимірювання #1 відповідає неопроміненому модулю, інші виміри відповідають тим же, що і на рис. 4.3. Спектр фітувався гаусіаном для піку і експонентою для фону. Максимальна доза дорівнювала 7.5 Мрад і далі опромінення не проводилося у зв'язку з поганим ставленням сигнал/шум.

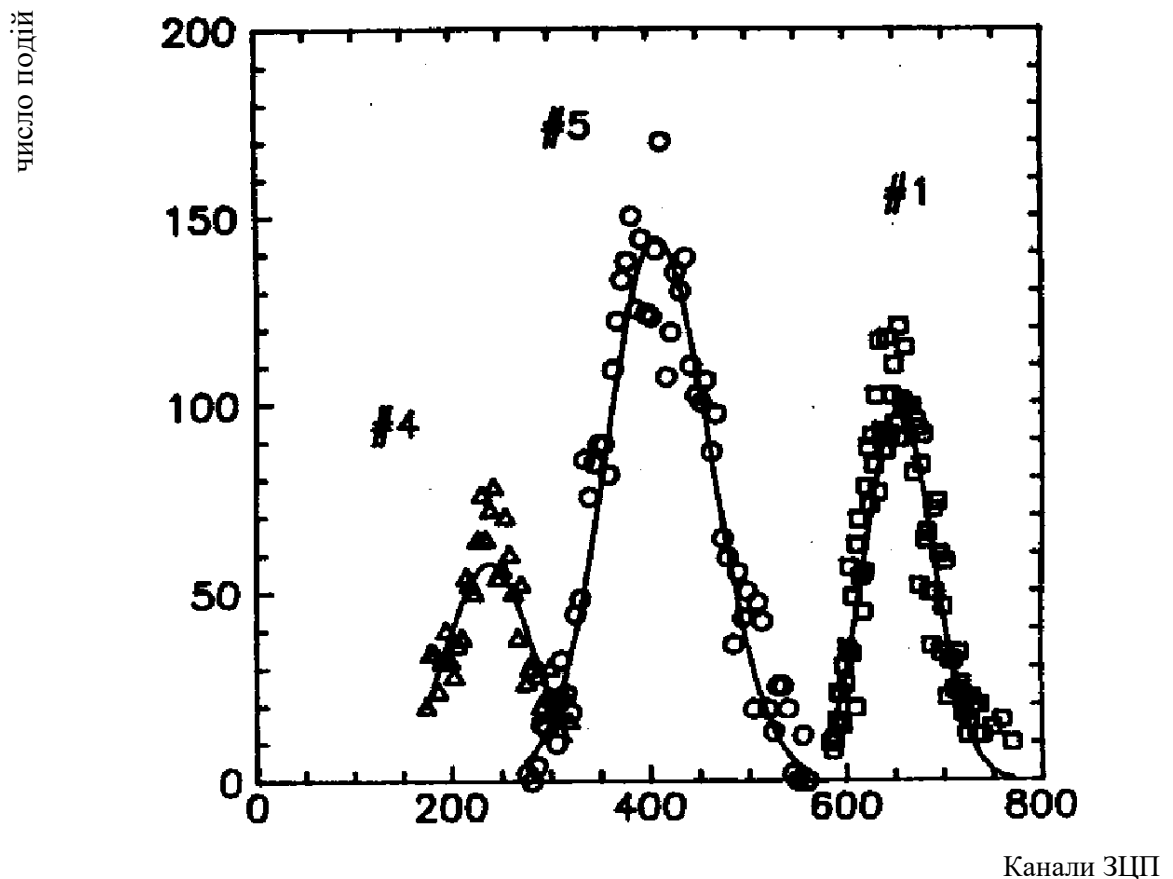


Рис. 4.4. Амплитудні спектри при енергії пучка електронів 1 Гев.

Ці результати увійшли в Proposal SDC for SSC колаборацій SDC [117, 118] і ATLAS [76 ÷ 80].

4.3. Розробка апаратури и методик дослідження радіаційно-стійких пластмасових сцинтиляторів для колайдерів

Одним з важливих моментів у виконанні програми «Полімерний калориметр» з'явилися дослідження, що дозволяють точно вимірювати світловихід і довжину загасання сцинтиляційних зразків [34, 40], що в подальшому широко використовувалося в радіаційних стендах. Зразки матеріалів для пластмасових детекторів виготовлялись, як правило, методом блочної полімеризації з необхідними сцинтиляційними і іншими домішками і

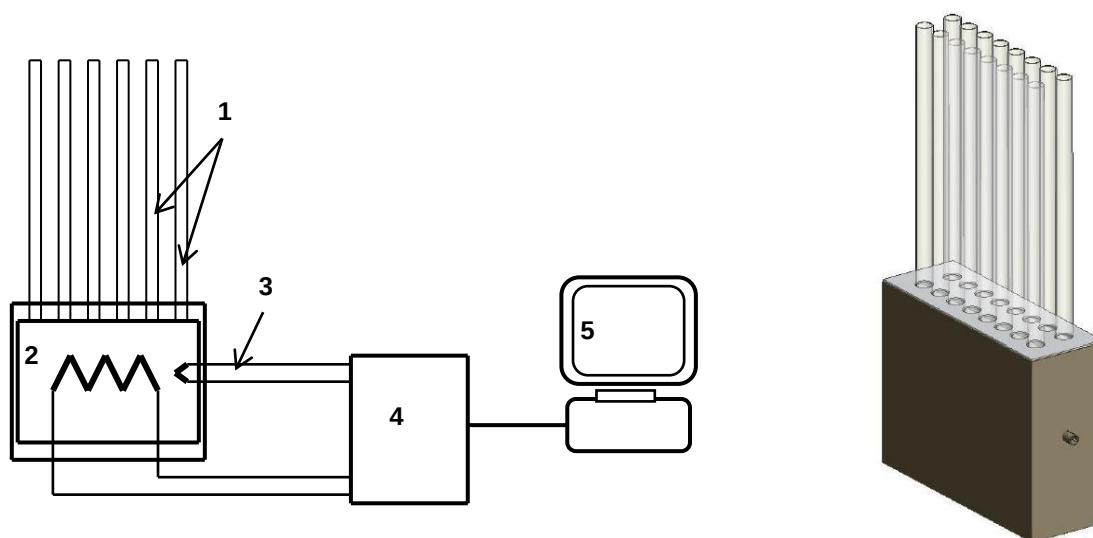


Рис. 4.5. Автоматизований стенд полімеризації зразків: 1-ампули з мономером, 2-термошкаф, 3-термочутливих напівпровідникові датчики, 4-система управління і стабілізації, 5-комп'ютер для управління.

Праворуч - зовнішній вигляд ампульного полімеризатора.

ретельно оброблялися механічним способом. Параметри зразків вимірювалися на стендах КЕЯФ ХНУ імені В.Н. Каразіна до опромінення і після. Сцинтиляційні композиції [100, 101] готувалися на основі

перегнаного в вакуумі стиролу (промисловий стирол, м. Вузлова, Тульської обл., Росія), в який додавалися в певному ваговому співвідношенні первинна і вторинна люмінесцентні домішки, а також речовини, які посилюють дифузію і стабілізатори. Основна увага приділялася очищенню полімерів від забруднень, а також від розчинених газів (в основному, кисню). Тому на практиці ретельно віддалялося повітря з розчинів і полімеризатора шляхом продувки азотом, а також перегонкою полістиролу в скляному посуді.

Полімеризація здійснювалася за допомогою спеціалізованого (ампульного) калориметру (рис. 4.5) нагріванням по заданому режиму в атмосфері азоту при температурі $120 \div 140$ °С протягом 10 ч. з наступною витримкою протягом 2 діб при температурі 160 °С. Зразки виготовлялися у формі полірованих циліндрів $\varnothing 16 \times 10$ мм.

Опромінення проводилося [102] на повітрі при кімнатній температурі на кобальтової гармати (^{60}Co) ХНУ імені В.Н. Каразіна дозою 2,8 Мрад при потужності дози 850 рад/хв. (8.5 Гр в хвилину).

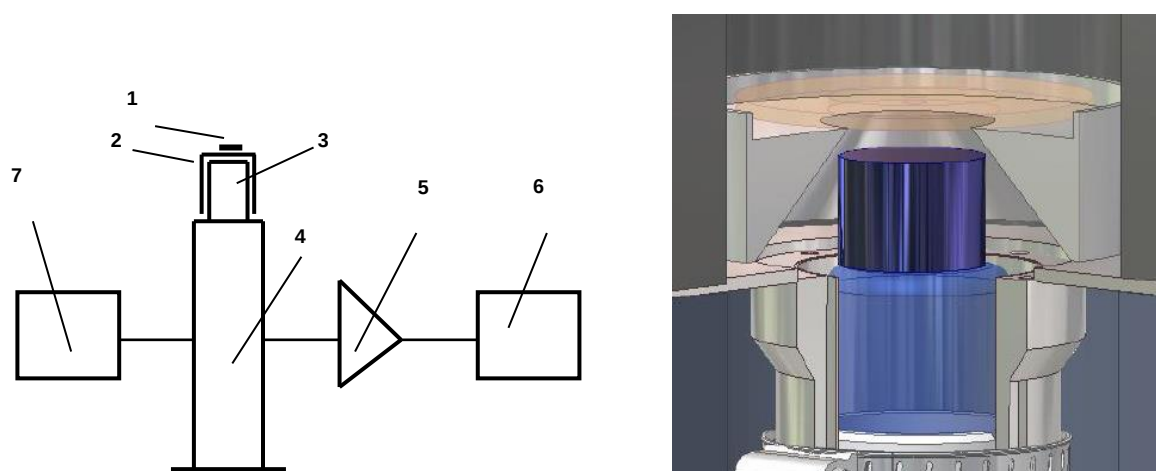


Рис. 4.6. Схема спектрометричної установки по вимірюванню світловиходу сцинтиляторів:
1-джерело ^{137}Cs , 2-« будиночок», 3- зразок, 4-ФЕП, 5-підсилювач БУС2-47,
6-МАО, 7-джерело живлення.

Досліджувалося зміна основних оптичних і сцинтиляційних характеристик: оптичного пропускання T , світловихіда L і енергетичного дозволу $R = \Delta E/E$.

Виміри проводилися через 1,5 години після опромінення. Сцинтиляційний вихід вимірювався на спектрометричній установці (рис. 4.6.).

Досліджуваний зразок встановлювався всередині світловідбиваючого екрану на вікно фотопомножувача (без оптичного контакту). Електрони від радіоактивного джерела ^{137}Cs [51], проходячи через тонку алюмінієву фольгу відбивача, поглиналися в верхньому шарі досліджуваного зразка. Використовувався ФЕП 39А, спектральна чутливість якого має максимум на довжині хвилі 430 нм. Імпульсний сигнал з анода ФЕП надходив на вхід спектрометричного підсилювача БУС2-97 з постійними часу формування 0,2 мкс.

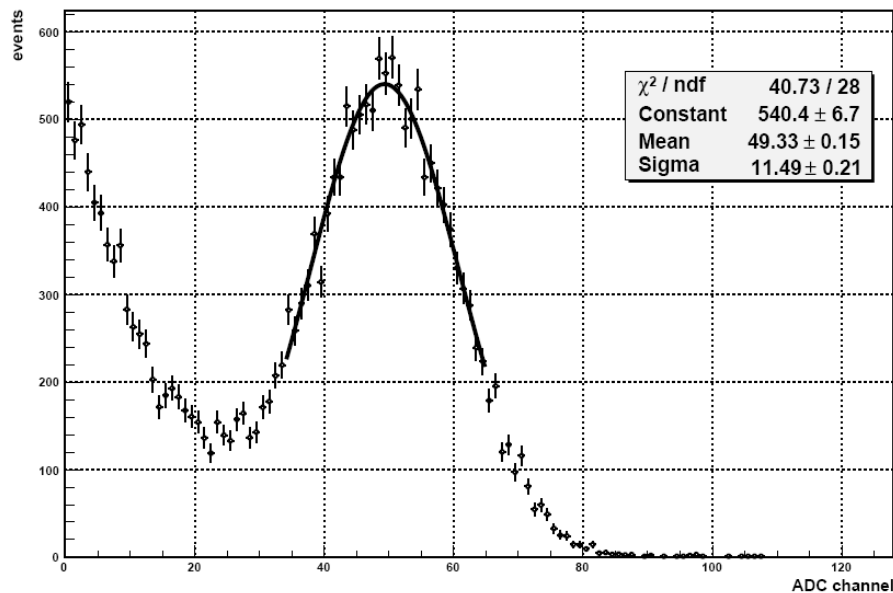


Рис. 4.7. Спектр електронів конверсії від джерела Cs-137 ($E_e = 624$ кэВ) для зразка пластика малих розмірів ($\varnothing 10 \times 10$ мм).

Сформований підсилювачем сигнал подавався на багатоканальний

амплітудний аналізатор типу NAA-1024.

Сцинтиляційний вихід L вимірюваного зразка визначався щодо світловихіді контрольного зразка антрацену як $L=N/N_a$, де N і N_a – номери каналів, які відповідають положенням максимумів піків з $E = 624$ кеВ на енергетичних спектрах, отриманих на досліджуваному і контрольному зразках відповідно.

Похибка вимірювання світловихіді не перевищувала 2%. Енергетичний дозвіл $R=\Delta E/E$, где ΔE - ширина піку на напіввисоті, визначалося по піку повного поглинання конверсійних електронів з енергією $E = 624$ кеВ.

Типовий спектр від зразка наведено на рис. 4.7. З малюнка видно, що «центр ваги» піку обчислюється з високою точністю при прийнятному значенні χ^2/ndf , що дозволяє визначити помітне падіння световихода під впливом гамма-квантів.

Оптичне пропускання T щодо повітря без поправки на коефіцієнт відбиття вимірювався двопроменевим спектрометром Specord UV VIS на довжині хвилі 440 нм. Похибка вимірювання не перевищувала 3%, що легко контролювалося по тестах з підфарбованою рідиною.

4.4. Способи підвищення радіаційної стійкості сцинтиляторів

У зв'язку зі створенням нового покоління прискорювачів істотно підвищилися вимоги до детекторів на основі пластмасових сцинтиляторів [30, 77]. Найбільше наша увага була приділена [94, 98, 100] сцинтиляторам на основі полімерів і сополімерів стиролу ($C_6H_5-CH=CH_2$). Виготовлення сцинтилятора – це процес полімеризації молекул мономера стиролу в більшу макромолекулу (із середнім числом ланок – $10^5 \div 10^6$), який протікає по подвійних зв'язках вінільної групи ($-CH=CH_2$). Попередньо в розчин

стиролу додають дуже невелику кількість (кілька відсотків за вагою) сцинтилюючих домішок і так званих домішок, що зміщують спектр в область чутливості фотоприймача. Технологічно полімеризація відбувається за рахунок попереднього невеликого нагрівання розчину, який в подальшому підтримується за рахунок екзотермічної реакції полімеризації (з виділенням 160 Ккал тепла на 1 кг стиролу). В цілому, як сировина, так і технологія досить дешеві. Сцинтилюючі домішки можуть бути дорогими, тому що виробляються по досить дорогим технологіям синтезу, але їх потрібно невелика кількість, щодо ваги самої полістирольної матриці. А стирол виготовляється в промислових масштабах в дуже великих кількостях і задовільної оптичної якості.

Тому пластмасові сцинтилятори набули широкого поширення завдяки гарному світловиходу, відносно невисокій вартості, простоті механічної обробки, можливості виготовлення сцинтиляційного детектора великої площі і обсягу, малому часу висвічування. Однак їх радіаційна стійкість для коллайдерних експериментів виявилася недостатньою. Наприклад, розрахункова сумарна доза за 10 років експлуатації калориметр [76] становить ~ 100 Мрад.

Типові пластмасові сцинтилятори [98, 110], що представляють собою трикомпонентні системи на полімерній основі з первинної (2 % паратерфеніла - РТР) і вторинної (0,02 % 1.4-ді-(2-(5-фенілоказоліл))-бензола - РОРОР) люмінесцентними добавками, мають невисоку радстойкість. Наприклад, зразок сцинтилятора з розмірами $\varnothing 10 \times 10$ мм втрачає световиход на 50 % при дозі гамма-опромінення на повітрі $2.5 \div 5$ Мрад [95]. Найбільш радіаційно-стійким на той момент сцинтилятором був тип SCSN-81T фірми KURORAY Co (Японія) [105], який втрачав световиход на 15 % при дозі 2.8 Мрад. Таким чином, у міру опромінення

(під час сеансів роботи прискорювача) необхідно було робити калібрування детекторів, аж до заміни опроміненого новим сцинтилятором. У колайдерних експериментах остання процедура виключена у зв'язку з високою світністю прискорювача і значними розмірами експериментальних установок. До цього часу були розроблені нові технології поліпшення радіаційної стійкості. Серед перспективних методів - заміна основи сцинтилятора на полісилоксанову [106] з комерційними домішками, яка практично не змінює світловихід при опроміненні в атмосфері аргону аж до дози 18 Мрад. Інший метод - введення в полістирольну основу так званих підсилювачів дифузії, речовин, що збільшують рухливість продуктів радіолізу [98,108]. Однак ці та деякі інші методи не набули поширення через технологічні труднощі.

В результаті розгорнутої програми «Полімерний калориметр» [100÷103] були виявлені наступні можливі напрямки вирішення проблеми пошуку радіаційно-стійких сцинтиляторів: оптимізація концентрації первинних (РТР) і вторинних (РОРОР та інших) люмінесцентних домішок, синтез нових люмінесцентних домішок, додаткове очищення мономера і домішок, модифікація структури полімеру (зміна молекулярної ваги і просторової структури), застосування спеціальних добавок – «антірад» і стабілізаторів, добавок, які збільшують швидкість дифузії продуктів радіолізу, пошук (скринінг) нових добавок і люмінофорів.

4.4.1. Пошук нових добавок і люмінофорів

Всього було випробувано близько 2000 зразків різних композицій і близько 200 композицій на основі полістиролу, паратерфеніла в якості первинної добавки.

Табл. 1. Світловихід зразків полістиролу сцинтилятора до (L_0) і після (L) опромінення дозою 2.8 Мрад в одиницях світловихіду антрацену (Позначення добавок: РТР-паратерфініл; mTP-метарефініл; PBD-2-феніл-5- (4-бифеніл) -1,3 , 4-оксодіазол; РОРОР-1,4-біс-2- (5-фенілоксазоліл) -бензин; D118-4-алкоксинафталінамід; D122-4-амінонафталінамід; DA-п-фенілнафталінамід; D172-4- (3,5- діфенілпіразолін-1); st24-тин-каприлат; А-діфенілоксід; В-метилнафталін; С-фенол).

Зразок, № п/п	Добавки	L_0	L	L / L_0
390	2% РТР + 0.1% D118	37	16	44
391	2% РТР + 0.1% D122	38	16	42
397	2% РТР + 0.1% D172	39	17	44
399	2% РТР + 0.1% DA	38	15	40
412	2% РТР + 0.2% D122	35	15	37
546	12% mTP + 0.02% D172	34	20	60
528	2% РТР + 0.1% РОРОР	43	19	44
529	2% РТР + 0.02% РОРОР	43	24	57
538	6% РТР + 0.02% D172	45	28	63
553	1% PBD + 0.02% D172	50	20	37
558	2% РТР + 0.02% РОРОР + 0.005%st24	41	24	59
592	2% РТР + 0.02% РОРОР + 0.02%st24	35	26	75
521	2% РТР + 0.02% РОРОР + 0.01%st24 + 20%A	45	41	91
622	2% РТР + 0.02% РОРОР + 0.01%st24 + 20%B	46	38	84
623	2% РТР + 0.02% РОРОР + 0.01%st24 + 20%C	39	32	82
625	2% РТР + 0.02% РОРОР + 0.01%st24	45	37	81
680	2% РТР + 0.02% РОРОР + 15% A	46	40	87
SCSN-81T [43]	1% PHB + 0.02% TBVT + 0.01% st	43	36	85

У таблиці № 1 представлені деякі результати з цієї величезної кількості даних [100÷103].

Серед перспективних відзначимо: оксазоліл, піразоліни, тріазоліни, бензооксазоли, нафтазоли. Відзначимо, що в найбільш радіаційно-важкої

області можна показати (420 нм), що не було знайдено кращих добавок, ніж РОРОР або TPBD.

Найбільш перспективними є нові синтезовані добавки з класу нафтільних кислот і оксазольних з'єднань. Але їх світловихід відрізняється один від одного не дуже сильно і знаходиться на рівні «стандартного» зразка з РОРОР. Це дозволило зробити висновок, що радіаційне фарбування полістиролу відбувається сильніше, ніж зниження світловихіду за рахунок радіолізу. Тому цей напрям можна вважати малоперспективним. Аналогічний висновок був зроблений також у великому експериментальному дослідженні, проведеному в Фермілабе [97] і ІФВЕ [106].

4.4.2. Оптимізація концентрації вторинної добавки

Численні дослідження показали [97, 98], що головним радіаційно-нестійким люмінофором в пластмасових сцинтиляторах є вторинна домішка – РОРОР.

На рис. 4.8. показана залежність відносини світловиходів опроміненого і неопроміненних зразків від концентрації вторинної добавки, що дозволило запропонувати (і в подальшому використовувати у виробництві) її оптимальну концентрацію – 0.015 %. Само по собі пропущення T_0 практично не залежить концентрації вторинної добавки, що цілком природно, – концентрація дуже мала. Доза для кожної точки однакова і дорівнює 2.8 Мрад. Полімерна композиція: полістирол (PS) – 2 %, концентрація РОРОР – варіювалася.

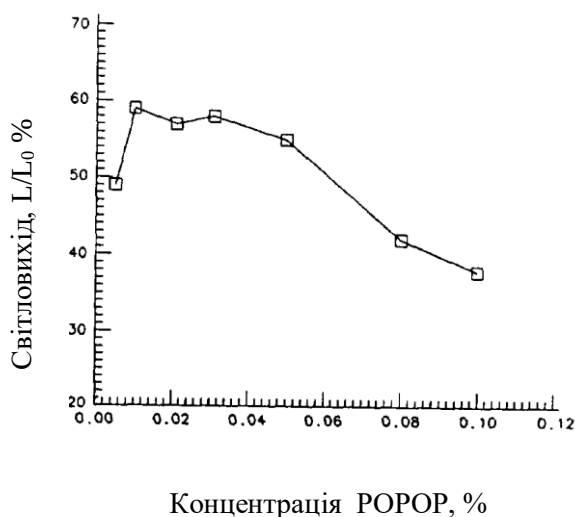


Рис. 4.8. Залежність світловихід (L , L_0 - після і до опромінення) - нормованого відносини L/L_0 від концентрації РОРОР.

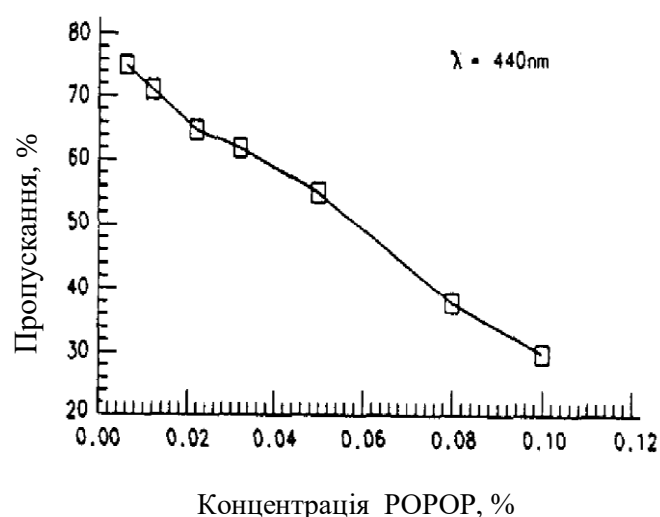


Рис. 4.9. Залежність пропускання (T , T_0 - після і до опромінення) - нормованого відносини T/T_0 від концентрації РОРОР (фільтр 440 м).

Вимірювання пропускання вироблялося на спектрофотометрі Spex UV-Vis з фільтром 440 нм, що визначалося використанням з волокном. Таким чином, зменшення концентрації вторинної добавки (яка сама по собі є менш радіаційно стійкою) дозволить підвищити радіаційну стійкість пластмасового сцинтилятора.

4.4.3. Оптимізація концентрації первинної домішки

Збільшення первинної домішки до меж розчинності домішки в матриці в загальному випадку викликає поліпшення радіаційної стійкості, швидше за все, за рахунок заміщення молекул матриці більш стійкою добавкою (рис. 4.10÷11). Однак, високі концентрації призводять також до падіння оптичного світлопропускання за рахунок концентраційного гасіння (самотушення). Для полістиролу, концентрація РТР оптимальна на рівні 1.5 %, який дозволяє забезпечити необхідну світлосуму в короткохвильовій частині спектра за рахунок збільшення пропускання (шляхом зниження концентрації добавки). Це, на наш погляд, досить

значний результат. Крім того, треба зазначити, що вартість пластмасового сцинтилятора істотно залежить від вартості РТР. Цей факт є кращим аргументом для колаборації CDF II, в зв'язку з виробництвом мюонних лічильників в Харкові і здешевлення виробництві лічильників в цілому. Для тайл-калориметру, які працюють в набагато більш радіаційно-жорстких умовах, але мають малі розміри (близько $20 \times 20 \text{ см}^2$), необхідно, навпаки, доводити концентрацію РТР до 6-7 %. При цьому зменшувати концентрацію РОРОР до 0.1 % як найбільш нестійку домішку.

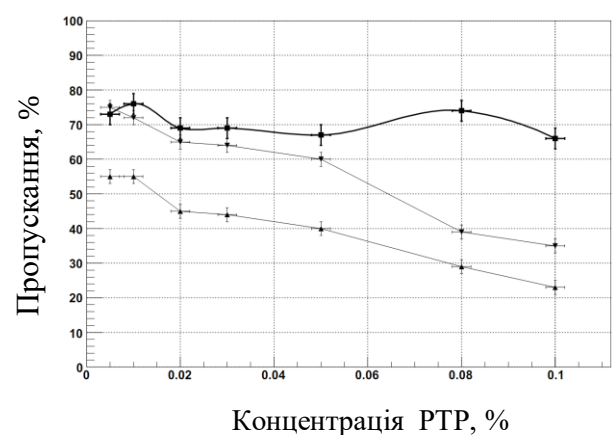
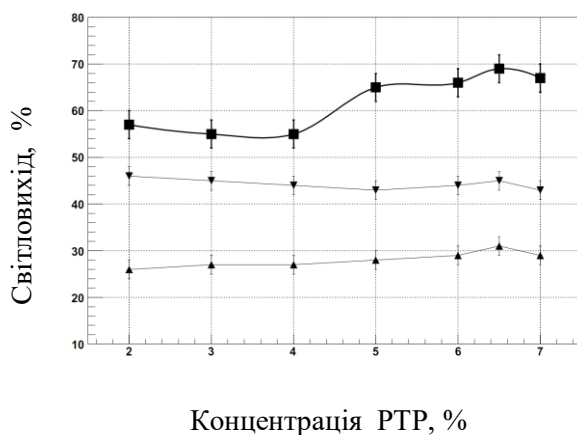


Рис. 4.10. Залежність світловихідності (L , L_0 - після і до опромінення) - нормованого відношення L/L_0 від концентрації РТР.

Рис. 4.11. Залежність пропускання T , T_0 (після і до опромінення) і нормованого відношення T/T_0 від концентрації РТР.

В роботі [100, 108] показано вплив матриці на радіаційну стійкість. Використовувана в сцинтиляторі UPS-923A полістирольна матриця має велику радіаційну стійкість, ніж полівінілтолуольная. Крім того, вона набагато краще піддається якісній лезийній обробці. В роботі [119] порівнювалося старіння сцинтиляторів на основі полістиролу і полівінілтолуола. Вимірювання на довготривалу стабільність проводили в однакових умовах. За чотири роки світлозбір з UPS-923A впав на 30 %, а з сцинтилятора NE114 на 70 %, тобто природна деградація з NE114 йде більш, ніж в два рази швидше. В області 400÷500 нм коефіцієнт пропускання зменшився на 1 %/см. Така різниця в поведінці матриці сцинтилятора пояснюється тим, що в PVT образується три різних типи

вільних радикалів, в той час як в PS - один. Вільні радикали, як відомо [97, 98], під дією кисню повітря можуть стати ініціаторами процесу деградації. Природна деградація світлових зразка UPS-923A невеликого розміру за тривалий період (понад 10 років) практично не проявилася. А добавки РТР і РОРОР схильні до старіння в набагато меншому ступені.

4.4.4. Ефекти стабілізаторів і підсилювачів дифузії

Істотно поліпшують властивості сцинтилятора при опроміненні металоорганічні домішки та інші «антіради», а також стабілізатори, що зшивають агенти і т.п.

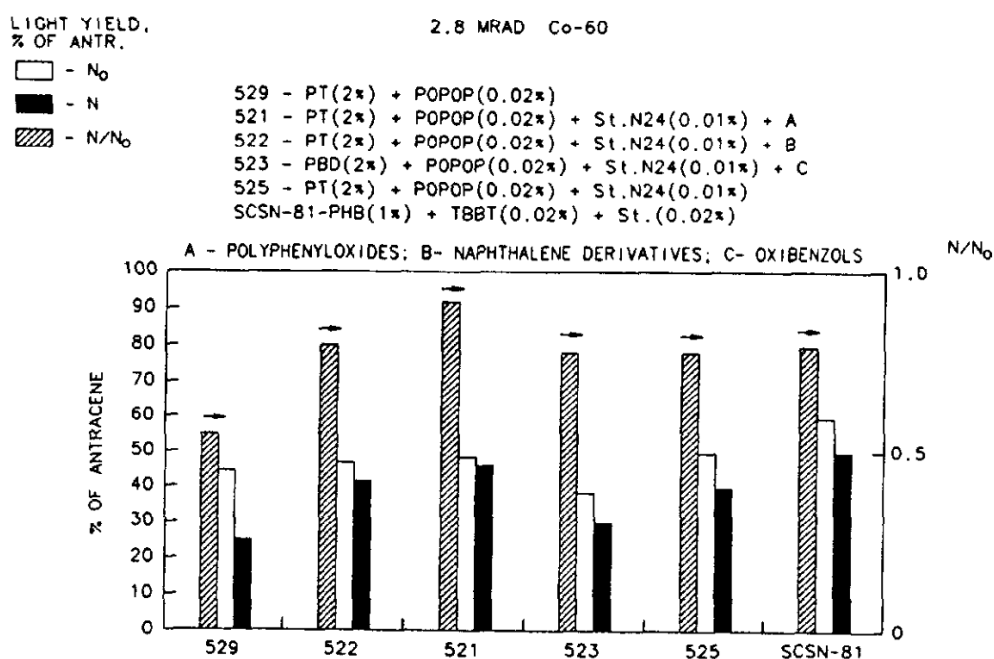


Рис. 4.12. Поліпшення радіаційної стійкості N/N_0 по відношенню до стандартної (№ 529) композиції відносного світловиходу (в %): «чистий» - до опромінення; «зачорненого» - після; «зі стрілкою» - ставлення «до/після».
А - поліфенілоксиди; В - похідні нафталіну; З - охобензоли.

Також добре працюють різні стійкі до радіації підсилювачі дифузії – органічні речовини з низькою молекулярною масою, добре розчині в

полістирольній матриці (рис. 4.12). Саме так влаштовано сцинтилятор SCSN-81T (Японія). Але значні концентрації таких домішок в матриці погіршують його технологічні властивості, які важливі при виготовленні детекторів різної форми.

Добавка у «стандартну композицію» невеликих (що не погіршують пропускання і світловихід) декількох активних речовин, як правило, метало-органічних, покращує радіаційну стійкість – рис. 4.13).

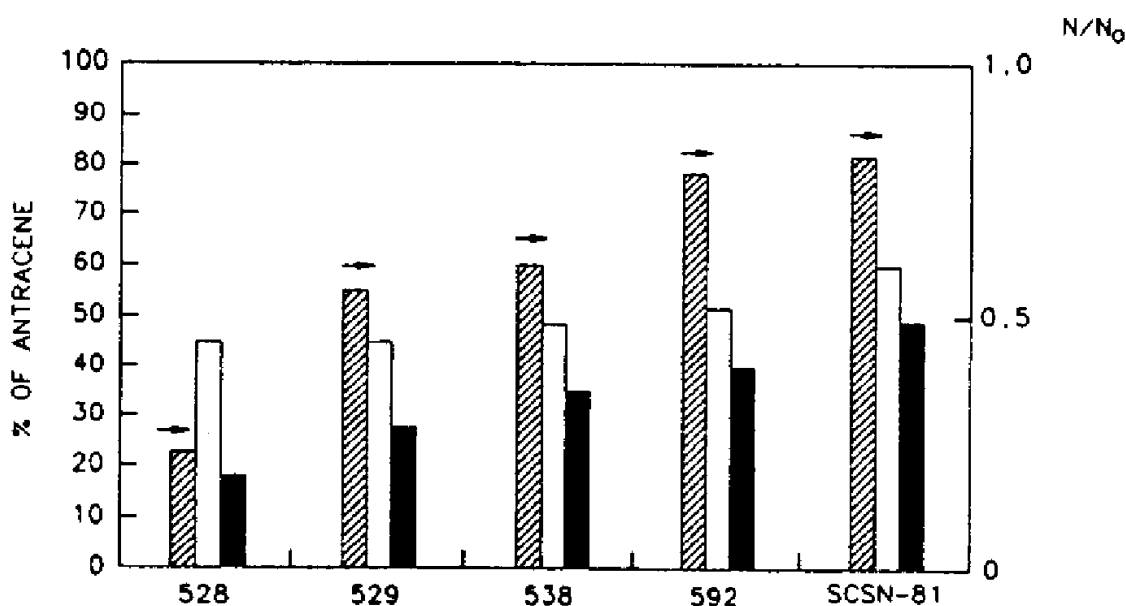


Рис. 4.13. Поліпшення радіаційної стійкості N/N_0 по відношенню до стандартної (N_0 529) композиції відносного світловихід (в %) при додавання металоорганіки: «зачерненого» - до опромінення; «чистий» - після; «зі стрілкою» – ставлення «до/після».

Досліджені добавки у вигляді підсилювачів дифузії і стабілізаторів були використані [96] в пучковому адронному калориметрі (ZDC) установки WA-98 (SPS, CERN). Дозове навантаження становило 2,3 Мрад за 120 діб опромінення ядрами Pb ($A = 208$) з $E_{Pb} = 157,7 \cdot A$ GeV ~ 33 TeV при завантаженнях 10^6 ядер/с.

Основним результатом даної роботи є розробка вітчизняного радіаційно-стійкого сцинтилятора підвищеної прозорості на основі полістирольної матриці – UPS-923A [93, 101]. На основі цього матеріалу були розроблені мюонні лічильники для установки CDF II (розділ I).

Висновки до розділу 4

У ХНУ імені В.Н. Каразіна при безпосередній участі автора було створено ряд стендів з вимірювання параметрів сцинтиляційних матеріалів для колайдерних детекторів, перш за все, мюонних детекторів, і організована і здійснена велика програма по їх отриманню і дослідженню. Проведена робота дала додаткові аргументи для колаборації CDF II на користь використання харківського сцинтилятора UPS-923A для мюонних детекторів. В даний час стенди використовуються в роботах по розробці прототипів мюонних детекторів для установки $\mu 2e$ (FNAL). Отримано нові експериментальні дані по радіаційній стійкості полімерних композицій, що дозволило зробити довгостроковий прогноз властивостей сцинтиляційних мюонних детекторів, які працюють в радіаційних полях колайдерів. Отримано дані, що практично мають велике значення за концентраціями і складам радіаційних композицій, які знайшли застосування в промислових пластмасових сцинтиляторах типу UPS-923A [100].

Вперше отримані експериментальні дані по радіаційної стійкості ЕМ-калориметр з волоконним зчитуванням інформації в пучках електронів в області до 1,2 Гев [101, 120].

В даний час автором [123] було розвинено новий підхід до збільшення радіаційної стійкості сцинтиляційного детектора за рахунок використання кремнієвих фотопомножувачів і волоконного зчитування. В цьому випадку детектор робиться складовим, тобто що складається з багатьох невеликих сцинтиляційних пластин зі збільшеною концентрацією первинної добавки РТР і зменшеною концентрацією вторинної (див. розділ 2). При цьому фотозбирання обмежується невеликим обсягом, що істотно знижує вимогу до прозорості матеріалу сцинтилятора, і як слідство, можна знизити концентрацію нерадіаційностійких домішок.

В даний час результати робіт знайшли втілення на установках WA-98 [96], ATLAS, COMBAS Fragment Separator [123].

Публикації автора до розділу 4

[101]. V. Senchishin, F. Markley, V.N. Lebedev, **V. Kovtun**, V.S. Koba, A.V.Kuznichenko, V.D.Tizkaja, J.A.Budagov, G.Bellettini, V.P.Seminozhenko, I.I.Zalubovsky, I.E.Chirikov-Zorin. **A new radiation stable plastic Scintillator** // **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**. – 1995. – № 364. – P. 253÷257.

[102]. И.И. Залубовский, В.С. Коба, **В.Е. Ковтун**, А.В. Кузниченко, В.Н. Лебедев, Ф. Марклей, В.Н. Семиноженко, В.Г. Сенчишин.

Способы повышения радиационной стойкости сцинтилляторов на основе полистирола // **Приборы и техника эксперимента**. – 1995. – № 5. – с. 76÷84.

[123]. G.A.Kononenko, A.G.Artukh, A.N.Vorontsov, D.A.Kyslukha, S.A.Klygin, V.E.Kovtun, Y.M.Sereda, B.Erdemchimeg, V.V.Ostashko, Y.N.Pavlenko. **Detection System of the COMBAS Ftagment Separator** // **Instuments and Experimental Techniques**. – 2015. – Vol.58. – № 3. – P. 337÷344.

Інші публікації автора до розділу 4, що не ввійшли до основних

[120]. S.V.Afanasiev, Yu.S.Anisimov, V.I.Kolesnikov, **V.E.Kovtun**, A.I.Malakhov, A.A.Nemashkalo, A.Para, V.E.Popov, Yu.N.Ranjuk, S.G.Reznikov, E.N.Tsyganov, P.I.Zarubin, A.E.Zatserklyanyi. **Radiation Hardness Tests of a Scintillating Fiber Calorimeter Module** // **JINR Rapid Communications**. –1991. – № 5(51). – P. 38÷41.

[100]. V.Senchishin, V.Koba, O.Korneeva, V.Seminojenko, **V. Kovtun**, I.Zalubovsky, I.Chirikov-Zorin, J.Budagov, F.Markley, G.Bellettini. **New radiation stable and long-lived plastic scintillator for the SSC** // **FERMILAB-TM-1866**. –November, 1993.

[96]. В.А.Арефьев, В.И.Астахов, Б.В.Батюня, В.К.Бирулёв, А.С.Водопьянов, О.П.Гавришук, О.М.Голубицкий, Б.Н.Гуськов, Р.В.Еремеев, И.Г.Косарев, Н.А.Кузьмин, М.Ф.Лихачёв, А.Н.Максимов, Д.П.Михалёв, П.В.Номоконов, А.Н.Прафёнов, Н.В.Славин, А.Г.Федунов, Г.С.Шабратова, В.И.Генчев, Х.Х.Гутброд, Б.Колб, М.Пуршке, **В.Е.Ковтун**, В.Г.Сенчишин. **Zero-degree calorimeter for CERN WA-98 experiment**. // **JINR-5(79)-96**. – 1996. – P. 15÷34. Dubna.

ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ

При виконанні дисертаційної роботи проведено широке коло експериментальних і методичних досліджень по розробці мюонних детектуючих систем для сучасних колайдерних установок. Це дозволило зробити повномасштабну модернізацію мюонних лічильників установки CDF II, та розширило можливості проведення статистично забезпечені експерименти по дослідженню топ-кварка у радіаційних полях Теватрона.

За безпосередньої участі автора в ряді існуючих і готуючих, нових колайдерних установок показана важливість мюонних систем при виявленні сигнатур рідкісних розпадів, що детально представлено на прикладі прецизійного визначення маси топ-кварка на установі CDF II. При розробці адронного калориметра установки ATLAS отримані експериментально характеристики прототипу і вперше виміряні дані по радіаційним втратам мюонів в речовині в області високих енергій. Розроблено новий тип детектора, що володіє великою світлосилою, для майбутніх експериментів.

Основні наукові результати полягають у наступному:

1. Проведено експериментальні дослідження і розробки мюонних колайдерних систем для установок СФЕРА (нуклотрон), SDC (SSC), CDF II (FNAL), ATLAS (LHC). Розроблено прецизійні методики вимірювання параметрів великих мюонних детекторів (з ФЕУ і SiPM), отриман аналітичний вид функції фітінгування реального спектру фотоприймачів сцинтиляційних детекторів.

2. Розроблена та виготовлена унікальна мюонна система сцинтиляційних детекторів для установки CDF II на колайдері FNAL, що дозволило збільшити аксептанс CDF II на 60 % і призвело до збільшення в ~100 разів статистиці набору топ-кварка і прецизійному вимірюванню його маси.

3. Розроблено та експериментально досліджено адронний калориметр в «проективній геометрії» (RD34, SPS), що дозволило сформувати мюонний тригер ATLAS на колайдері LHC. Вперше отримані експериментальні дані по втратах енергії мюона в речовині в діапазоні $1,0 \div 150,0$ Гев, що дозволило ідентифікувати мюон і коригувати його енергію в адронному калориметрі ATLAS.

4. Отримано нові експериментальні дані по радіаційної стійкості полімерних оптичних композицій, які були використані при розробці пласмасового сцинтилятора UPS-923A, який вперше був впроваджений в мюонній системі CDF II.

На закінчення вважаю за свій обов'язок висловити глибоку вдячність моєму першому науковому керівнику чл.-кор. НАН України І.І. Залюбовському за підтримку наукових ідей, ініціатив і досліджень, представлених в дисертації, а також науковому керівнику академіку НАН України Н.А. Азаренкову за всебічну допомогу і підтримку роботи на заключних її етапах.

Автор глибоко вдячний співробітникам кафедри: завідовачу КЯМФ академіку Н.Ф. Шульзі, зав. ПЛЯФ і КЛ І.Д. Федорцю, заступнику завідувача кафедри ядерної та медичної фізики А.Ф. Щусю за всебічне сприяння в роботі, В.Г. Рудичеву, Г.М. Оніщенку та В.Н. Дубіні за цінні зауваження та допомогу в роботі, С.А. Писменецькому за виявлену увагу і цінні зауваження. Особлива вдячність декану ФТФ проф. І.О. Гірці за цінні зауваження до матеріалу та тексту роботи.

Автор висловлює величезну подяку членам колаборацій CDF II і ATLAS за всебічну допомогу та надане обладнання.

Список використаної літератури

1. Abe F. Observation of the top quark production in anti-p p collisions / F. Abe, M.G. Albrow, S.R. Amendolia [et al.] (The CDF Collaboration) // Phys. Rev. D. – 1994. – V. 50. – P. 2966÷3026.
2. R. Rosenfeld, Introduction to the Standard Model, XII Summer School on Particles and Fields, Brazil, 2003. P. 1÷79.
3. Abe F. Evidence for Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{S}=1.8$ TeV / F. Abe, M. G. Albrow, S. R. Amendolia [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1994. – V. 73, Issue 2. – P. 225÷231.
4. Abe F. Observation of top quark production in $p\bar{p}$ collisions / Abe F. [et al.] (The CDF Collaboration) // Phys. Rev. Lett. – 1995. V. – 74. P. 2626÷2631; hep-ex/9503002.
5. Abachi S. Observation of the top quark / S. Abachi, B. Abbott, M. Abolins [et al.] (DØ Collaboration) // Phys. Rev. Lett. – 1995. – V. 74. – P. 2632÷2637; hep-ex/9503003.
6. Abe F. Kinematics of $t\bar{t}$ events at CDF / F. Abe, H. Akimoto, A. Akopian [et al.] (CDF Collaboration) // Phys. Rev. D. – 1999. – V. 59. – P. 092001 (20 pages).
7. Demortier L. Combining the Top Quark Mass Results for Run 1 from CDF and DØ / L. Demortier, R. Hall, R. Hughes [et al.] (CDF and DØ Collaboration) // Fermilab-TM-2084. – 1999. – P. 1÷13.
8. Affolder T. Measurement of b quark fragmentation fractions in p anti-p collisions at $s^{(1/2)} = 1.8$ Te / T. Affolder, H. Akimoto, A. Akopian [et al.] (CDF Collaboration) // Phys. Rev. Lett. – 2000. – V. 84. – P. 1663÷1668.
9. Abbott B. Spin Correlation in $t\bar{t}$ Production from $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, Abbott B. [et al.] (DØ Collaboration) // Phys. Rev. Lett. – 2000. – V. 85, Issue 2. – P. 256÷261.

10. Affolder T. Measurement of the Top Quark Mass with the Collider Detector at Fermilab / T. Affolder, H. Akimoto, A. Akopian [et al.] (The CDF Collaboration) // Phys. Rev. D. – 2001. – V. 63. – P. 032003 (43 pages).
11. Affolder T. Search for single-top-quark production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.8$ TeV / T. Affolder [et al.] (CDF Collaboration) // Phys. Rev. D. – 2002. – V. 65. – Issue 9, P. 91102 (6 pages).
12. Abazov V.M. Search for single top quark production at DØ using neural networks” / V.M. Abazov, B. Abbott, A. Abdesselam [et al.] (DØ Collaboration) // Phys. Lett. B. – 2001. – V. 517. – Issue 3-4, P. 282÷294.
13. Chakraborty D. Review of Top Quark Physics/D.Chakraborty, J. Konigsberg, D. Rainwater//arXiv:hep-ph/0303092v1.–12 Mar 2003. – P. 1÷84.
14. Budagov J.A. Review of the Top-Quark Mass Measurement at the CDF in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}=1,96$ TeV / J.A. Budagov, V.V. Glagolev, I.A. Suslov // ЭЧАЯ. – 2007. – Т. 38, вып.3. – с. 734÷771.
15. Dimopoulos S. Experimental Signatures of Low Energy Gauge Mediated Supersymmetry Breaking / S. Dimopoulos [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1996. – V. 76. – P. 3494÷3497.
16. Ambrosanio S. Supersymmetric analysis and predictions based on the CDF $e\bar{e}\gamma\gamma$ + missing E-T event/ S. Ambrosanio [et al.] //hep-ph/9602239.
17. Lane K. Natural topcolor-assisted Technicolor / K. Lane, E. Eichten // Phys. Lett. B. – 1995. – V. 352. – P. 382÷387.
18. Barger V. Baryonic Z' connection of LEP $R_{b,c}$ data with Tevatron (W,Z, γ)bb-events / V. Barger, K. Cheung, P. Langacker // preprint MADPH-96-936. – April 1996. – P. 1÷28.
19. Hill C. Top quark production: Sensitivity to new physics / C. Hill, X. Zang // Phys. Rev. – 1994. – D49. – P. 4454÷4462.

20. Berger J. Top quark soliton and its anomalous chromomagnetic moment / J. Berger [et al.] // Phys. Rev. D. – 1996. – V. 54. – P. 3598÷3607.
21. Smetana A. Electroweak Symmetry Breaking by Dynamically Masses of Quarks and Leptons / A. Smetana // Springer Theses. – 2014. – V. 392. – P. 1÷172
22. Barashenkov I.V. The unified approach to integrable relativistic equations / I.V. Barashenkov, B.S. Getmanov, **V.E. Kovtun** // J. Math. Phys. – 1993. – V. 34. – P. 3039÷3054.
23. Barashenkov I.V. Integrable model with nontrivial interaction between sub- and superluminal solitons / I.V. Barashenkov, B.S. Getmanov, **V.E. Kovtun** // Phys. Lett. A. – 1988. – V. 128. – P. 182÷186.
24. The Polycal collaboration. Technical Design Report. (Сотрудничество Батавия-Дубна-Пиза-Харьков) // Харьков. – 1993. – 112 с.
25. Han T. The “Top Priority” at the LHC / T. Han // NSF-KITP-08-55, Santa Barbara. – 2008. – P. 1÷25.
26. Berger E.L. Solenoidal Detector Collaboration. SDC / E.L. Berger, R.E. Blair, J.W. Dawson [et al.] // Berkeley, LBL, SDC-91-201. – 1 April 1992. – P. 1÷16-1.
27. Liss T.M. The Top Quark, Particle Data Group / T.M. Liss and A. Quadt // 2006. – P. 1÷34.
28. Храмов Е.В. Топ-кварк от Тэватрона до LHC / Е.В. Храмов, В.А. Бедняков, Н.А. Русакович, А.Н. Тоноян // ЭЧАЯ. – 2008. – Т. 39, вып. 1. – с. 217÷242.
29. Hagiwara K. Review of Particle Physics. Particle Data Group / K. Hagiwara, K. Hikasa, K. Nakamura [et al.] // Physical Review D. Particles and Fields. – 1 July 2002. – V. 66, Part 1. – P. 010001 (973).
30. The CDF II Collaboration. The CDF II. Detector Technical Design Report // Fermilab-Pub-96/390-E. – 1996. – P.156.

31. Abe F. The CDF detector: an overview /F.Abe, D.Amidei, G. Apollinari [et al.] // Nucl. Instr. Meth. A. – 1988. – V. 271. – P. 387÷403.
32. Giromini P. The Central Muon Eetention Scintillators (CSX) / P. Giromini [et al.] // CDF Note 3898. – 1996. – P.1÷12
33. Byrum K. The CDF Forward Muon System / K. Byrum, D. Carlsmith, D. Cline[etal.]//FERMILAB-Pub-87/181-E.–July-August 1987.–P. 1÷15.
34. Bellamy E.H. Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier / E.H. Bellamy, G. Bellettini, J. Budagov [et al.]//Nucl.Instr.Meth. A. – 1994. – V. 339. – P. 468÷476.
35. E.N. Bellamy, G.Bellettini, J.Budagov, F.Cervelli, I.Chirikov-Zorin, **V. Kovtun**, M.Incagli, D.Lucchesi, C.Pagliarone, O.Pukhov, V.Seminozhenko, V.Senchishin, S.Tokar, N.Verezub, I.Zaljubovsky, F.Zetti. **Test long scintillation counters for supercollider detectors.** // **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.** – 1994. – № 343. – P. 484÷488.
36. A.Artikov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, D.Chokheli, V.Kolomoets, M.Lyblin, O.Pukhov, A.Sissakian, G.Bellettini, F.Chervelli, M.Incagli, A.Menzione, F.Palmonari, A.Scribano, A.Stefanini, D.Cauz, H.Grassmann, G.Pauletta, L.Santi, G.Introzzi, A.Penzo, M.Iori, B.Grinyov, V.Lebedev, V.Lyubynsky, V.Senchishin, **V. Kovtun**, I.Zaliubovsky, I.Fedorko, S.Tokar, N.Giokaris, A. Manousakis-Katsikakis. **Design and construction of new central and forward muon counters for CDF II** // **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.** – 2005. – № 538. – P. 358÷371
37. A.Artikov, **V. Kovtun** et al. arXiv:physics/0403079 15 Mar 2004.
38. A.Artikov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, D.Chokheli, V.Kolomoets, M.Lyblin, O.Pukhov, A.Sissakian, G.Bellettini, A.Menzione, A.Scribano, G.Pauletta, B.Grinyov, V.Lebedev, V.Lyubynsky, V.Senchishin, **V. Kovtun**, I.Zaliubovsky, S.Tokar, N.Giokaris, A. Manousakis-Katsikakis. **New-Generation large-area muon scintillation counters with wavelength fiber readout for CDF II** // **Письма в ЭЧАЯ.** – 2006. – Т.3 № 3(132). – С. 81-102.
39. G.Bellettini, J.Budagov, F.Cervelli, I.Chirikov-Zorin, **V. Kovtun**, O.Pukhov, B.Seminojenko, V.Senchishin, S.Tokar, N.Verezub, I.Zalju-

- bovsky, F. Zetti. **Test of long scintillation counters for supercollider detectors** // SDC Notes. SSC– 1993. – SDC-93-522. – с. 1÷15.
40. **V.E. Kovtun. The model of realistic photomultiplier response.** – //Journal of Kharkiv University, physical series “Nucl., Part., Fields”. – 2011 – issue 4 (52), № 979 – P. 81-85.
 41. Артиков А.М. Сцинтилляционные счётчики мюонной системы установки CDF II / А.М. Артиков, О.Е. Пухов, Г.А. Члачидзе [и др.] // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 2008. – Т. 39, вып. 3. – С. 788÷812.
 42. Никитюк Н.М. Электронные методы в экспериментальной физике высоких энергий // ЭЧАЯ. – 1992. – т.23. – вып.5. – с. 1469÷1526.
 43. KURARAY Co, LTD, Japan, Methacrylic Resin Division, Scintillation Materials. <http://www.kuraray.co.jp/en/>, P. 1÷12
 44. Photomultiplier Tubes. Hamamatsu Photonics Handbook. <http://sales.hamamatsu.com>.
 45. Ветохин С.С. Одноэлектронные фотоприёмники / С.С. Ветохин, И.Р. Гулаков, А.Н. Перцев [и др.] – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 160 с.
 46. Ambrosio D. Photocounting with a Hybrid Photomultiplier Tube (HPMT) / D’Ambrosio, T. Gys, H. Leutz. [et al.] // CERN-PPE/93-140. – 1993. – P. 1÷25.
 47. Spiering Chr. Improvement of Photomultiplier Sensitivities to Cerenkov Light / Chr. Spiering // Berlin, Zeuthen, PHE 84-05 – 1984. – P. 1÷18.
 48. D’Ambrosio C. Photoelectron counting with small diameter scintillating fibres / C. D’Ambrosio, T. Gys, H. Leutz [et al.] // CERN-PPE/92-207. – 1992. – P. 1÷17.
 49. Dossi R. Methods for precise photoelectron counting with photomultipliers / R. Dossi, A. Ianni, Gl. Ranucci. [et al.] // Nucl. Instr. Meth. A. – 2000. – V. 451. – P. 623÷637.

50. Tokar S. Single Photoelectron Spectra Analysis for the Metal Dynode Photomultiplier / S. Tokar, I. Sýkora, M. Pikna [et al.] // CERN, ATLAS-TILECAL-99-005. – 1999. – P. 1÷23.
51. Схемы распадов. Энергия и интенсивность излучения: Публикация 38 МКРЗ. Ч. 2, кн. 2. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 479 с.
52. Cavasinni V. Study of the Charge Spectra Generated by Photomultipliers / V. Cavasinni, S. Cologna, N. Del Prete // CERN, ATLAS Internal Note. – 1997. – P. 1÷13.
53. Cavasinni V. Study of the charge spectra generated by photomultipliers / V. Cavasinni, S. Cologna, N. Del Prete [et al.] // ATLAS Internal Note. – 14 May 14 1997. – P. 1÷9.
54. Корнеев Ю.П. Стенд сцинтилляционных счётчиков / Ю.П. Корнеев, А.Н.Криницын, В.И.Крышкин[и др.]//ИФВЭ-2003-31.–2003.–с. 1÷12.
55. LeCroy Research Systems, Product Datasheet Library, <http://teledynelecroy.com/lrs/>.
56. Контроллер CC02, руководство пользователя, RIEC Ltd, <http://www.iec-lab.com.ua>
57. Абрамов А.И. Основы экспериментальных методов ядерной физики / А.И. Абрамов, Ю.А. Казанский. – М: Атомиздат, 1997. – 526 с.
58. GEANT – Detector Description and Simulation Tool. – (CERN Program Library /CERN. –1994. –W5013: <http://geant4.web.cern.ch/geant4>
59. Mohanty P.K. Monte Carlo code G3sim for simulation of plastic scintillator detectors with wavelength shifter fiber readout / P.K. Mohanty, S.R.Dugad, S.K.Gupta//Rev.Sci.Instrum.–2012.–V.83.–P. 043301-10.
60. Mineev O. Scintillator detectors with long WLS fibers and multi-pixel photodiodes / O. Mineev, Yu. Kudenko, Yu. Musienko [et al.] // arXiv:1110.265v1 [physics.ins-det]. – 12 Oct 2011. – P. 1÷12.

61. Balagura V. Study of Scintillator Strip with Wavelength Shifting Fiber and Silicon Photomultiplier / V. Balagura, M. Danilov, B. Dolgoshein [et al.] // arXiv:0504194v3 [physics.ins-det]. – 27 Dec 2007. – P. 1÷13.
62. Akindinov A. Scintillation counter with MRS APD light readout / A. Akindinov, G. Bondarenko, V. Golovin [et al.] // Nucl. Instr. and Methods in Physics, A539, (2005), p. 172÷176. Nucl. Instr. Meth. A. – 2005. – V. 539. – P. 172÷176.
63. Калашникова В.И. Детекторы элементарных частиц / В.И. Калашникова, М.С.Козодаев, – М: Издательство «Наука», Главная ред. физ.-мат. лит., 1966. – 408 с.
64. Виноградов С.Л. Вероятностное распределение и шум-фактор сигналов твердотельных фотоэлектронных умножителей с учётом процессов кросс-толка / С.Л. Виноградов, Т.Р. Виноградова, В.Э. Шубин [и др.]//Краткие сообщ. по физ. ФИАН.–2009.–№ 9.–с. 3÷13.
65. Eckert P. Characterisation Studies of Silicon Photomultipliers / P. Eckert, H.-C. Schultz-Coulon, W. Shen [et al.] // arXiv:1003.6071v2 [physics.ins-det]. – 01 Apr 2010. – P. 1÷11.
66. Vacheret A. Characterization and Simulation of the Response of Multi Pixel Photon Counters to Low Light Levels / A. Vacheret, G.J. Barker, M. Dziewiecki [et al.] // arXiv:1101.1996v1 [physics.ins-det]. – 11 Jan 2011. – P. 1÷15.
67. Mineev O. Scintillator counters with multi pixel photodiode readout for the ND280 detector of the T2K experiment / O. Mineev, A. Afanasjev, G.Bondarenko[etal.]//arXiv:0606037v1[physics.ins-det].–2006.–P. 1÷23.
68. Brun R. ROOT-An object oriented data analysis framework / R. Brun, F. Rademakers // Nucl. Instr. Meth. A. – 1997. – V. 389. – P. 81÷86.

69. Kalashnikov D.A. Crosstalk calibration of multi-pixel photon counters using coherent states / D.A. Kalashnikov, Si-Hui Tan, L.A. Krivitsky // Optics Express. – 2012. – V.20, No 5. – P. 5044÷5051.
70. Bicron Corp. Сейчас: <http://www.crystals.saint-gobain.com/>
71. Nuclear Enterprises Scintillators.pdf, Cataloge, NE, P. 1÷21
72. $\mu 2e$: muon-to-electron-conversion experiment. Mu2e Proposal Doc-388-v1. – 2008. – FNAL. – <http://mu2e.fnal.gov/index.shtml>.
73. OOO CPTA, Moscow / . – <http://www.cpta-apd.ru/>
74. OLYMPUS Corp. USA /. –<http://www.olympus-ims.com/ru/>
75. LabVIEW. NI, USA /. – <http://ni.com/>
76. **ATLAS: Technical proposal for a general-purpose p-p experiment at the Large Hadron Collider at CERN. ATLAS TDR 14, CERN/LHCC 99-14, 25 May 1999, ATLAS Collaboration. // CERN-LHCC-94-43. – Dec 1994. – P. 1÷289**
77. ATLAS Tile calorimeter. Technical Design Report / ATLAS. Tile Calorimeter Collaboration // CERN-LHCC-96-42, ATLAS TDR 1. – 15 December 1996. – P. 1÷333.
78. Airapetian A. ATLAS Detector and Physics Performance. Technical Design Report. ATLAS Collaboration. Volume I, II /A.Airapetian, V. Grab-sky, H. Hakopian [et al.] // CERN/LHCC-99-14,15.– 1999. – P. 1÷964.
79. A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich,V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin (CERN-JINR RD34 group). **A measurement of the energy loss spectrum of 150 GeV muons in iron // CERN-PPE/ 96-115. – 19 August 1996, P. 1÷25.**
80. A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba,

- O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin (CERN-JINR RD34 group). **Construction and Performance of an Iron-Scintillator Hadron Calorimeter with Longitudinal Tile Configuration. RD-34 Collaboration // CERN-LHCC-95-44. – 16 August 1995. – P. 1÷54.**
81. Ariztizabal F. Developments for the Scintillator Tile Sampling Hadron Calorimeter with “Longitudinal” Tile Configuration. RD-34 Status Report / F. Ariztizabal, M. Bosman, M. Cavalli-Sforza [et al.]
// CERN/DRDC 94-12. – 1 March 1994. – 1÷32.
82. G. Bayatian, ..., **V. Kovtun** et al. Proposal for research and development of a hadron calorimeter for high magnetic fields // CERN/DRDC/ 94-22. – 9th May 1994, P. 1÷24.
83. Gomes A. Preliminary results of the TILECAL hadron calorimeter to be used in the ATLAS experiment / A. Gomes, A. Amorin, M. David [et al.]
//ATLAS Internal Notes, TILECAL-NO-006.–17 January 1997.–P. 1÷10.
84. ATLAS Collaboration (from JINR): A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin. **Results from a combined test of an electromagnetic liquid argon calorimeter with a hadronic scintillating-tile calorimeter // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 1997. – № 387. – P. 333÷351.**
85. RD34 Collaboration (from JINR): A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin,

- V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin. **Results from a new combined test of an electromagnetic liquid argon calorimeter with a hadronic scintillating-tile calorimeter // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 2000. – № 449. – P. 461÷477.**
86. Berger E. A measurement of the energy loss spectrum of 150 GeV muons in iron. RD 34 Collaboration / E. Berger, R. Blair, J. Dawson [et al.] // CERN-PPE/96-115. – 19 August 1996. – P. 1÷25.
 87. Розенталь И.Л. Взаимодействие космических мюонов больших энергий / И.Л. Розенталь // УФН. – 1968. - Т. 94, вып. 1. – с. 91÷125.
 88. Tsai Y.S. Pair production and bremsstrahlung of charged leptons / Y.S. Tsai // Rev. Mod. Phys. – 1974. – V. 46. – P. 815÷851.
 89. Кельнер С.Р. Радиационный логарифм в модели Хартри-Фока / С.Р. Кельнер, Р.П. Кокоулин, А.А. Петрухин // Ядерная физика. – 1999. – Т. 62, №11. – с. 2042÷2048.
 90. D.E.Groom Muon Stopping Power and Range Tables 10 MeV-100 TeV / D.E.Groom, N.V.Mokhov, S. Striganov // LBNL-44742, Atomic Data and Nuclear Data Tables. – 2001. – Vol.76. – No. 2. – P. 1÷37
 91. RD34 Collaboration (from JINR): A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin. **A measurement of the energy loss spectrum of 150 GeV muons in iron // Zeitschrift Für Physik(Z. Phys.) . – 1997. – C 73. – № 3. – P. 455÷463.**
 92. A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov (CERN-JINR RD34 group). **Response of the ATLAS Tile calorimeter prototype to muons // CERN-PPE/96-173. – December 13, 1996. – P. 1÷40.**

93. Арефьев В.А. Пучковый адронный калориметр для эксперимента WA-98, ЦЕРН / В.А. Арефьев, В.И. Астахов, Б.В. Батюня [и др.] // Сообщения ОИЯИ. – 1996. – № 5. – с.15÷34.
94. Зайцев Л.Н. Проблемы увеличения радиационного ресурса сцинтилляционных детекторов для протонных и ионных коллайдеров / Л.Н. Зайцев//ЭЧАЯ.–1999.–Т.30,вып.5.– с. 1291÷1327.
95. Bensinger J. Proposal for the Testing of Prototype Detectors for the SDC at Fermilab / J. Bensinger, D. Green //FERMILAB-0825–1990.–Р. 1÷26.
96. В.А.Арефьев, В.И.Астахов, Б.В.Батюня, В.К.Бирулёв, А.С.Водопьянов, О.П.Гаврищук, О.М.Голубицкий, Б.Н.Гуськов, Р.В.Еремеев, И.Г.Косарев, Н.А.Кузьмин, М.Ф.Лихачёв, А.Н.Максимов, Д.П.Михалёв, П.В.Номоконов, А.Н.Прафёнов, Н.В.Славин, А.Г.Федунов, Г.С.Шабратова, В.И.Генчев, Х.Х.Гутброд, Б.Колб, М.Пуршке, **В.Е.Ковтун**, В.Г.Сенчишин. **Zero-degree calorimeter for CERN WA-98 experiment.**
// JINR-5(79)-96. – 1996. – Р. 15÷34. Dubna.
97. Zorn C. A pedestrians guide to radiation damage in plastic scintillators / C. Zorn // Radiat. Phys. Chem. – 1993. – V. 41(1-2). – Р. 37÷43.
98. Гундер О.А. Исследование радиационной стойкости пластмассовых сцинтилляторов / О.А. Гундер // Харьков, Препринт ИМК-91-15. – 1991. – с. 1÷32.
99. Ю.С. Анисимов, С.В.Афанасьев, В.К.Бондарев, И.Г.Голутвина, О.В.Егоров, А.Ф.Елишев, Л.Я.Жильцова, П.И.Зарубин, **В.Е.Ковтун**, В.И.Колесников, В.А.Кузнецов, А.Г.Литвиненко, А.И.Малахов, Е.Н.Матвеева, Т.Д.Пилипенко, С.Г.Резников, О.Г.Рубина, С.А.Седых, А.Ю.Семёнов, А.Ю.Титов, А.Н.Хренов. **Сцинтилляционный передний спектрометр установки СФЕРА**
// Краткие сообщения ОИЯИ. Дубна – 1991. – № 5(51) . – с. 23÷37.
100. V.Senchishin, V.Koba, O.Korneeva, V.Seminojenko, **V. Kovtun**, I.Zalubovsky, I.Chirikov-Zorin, J.Budagov, F.Markley, G.Bellettini. **New radiation stable and long-lived plastic scintillator for the SSC**
// FERMILAB-TM-1866. –November, 1993.

101. V. Senchishin, F. Markley, V.N. Lebedev, **V. Kovtun**, V.S. Koba, A.V.Kuznichenko, V.D.Tizkaja, J.A.Budagov, G.Bellettini, V.P.Seminozhenko, I.I.Zalubovsky, I.E.Chirikov-Zorin. **A new radiation stable plastic Scintillator // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 1995. – № 364. – P. 253÷257.**
102. И.И. Залюбовский, В.С. Коба, **В.Е. Ковтун**, А.В. Кузниченко, В.Н. Лебедев, Ф. Марклей, В.Н. Семиноженко, В.Г. Сенчишин. **Способы повышения радиационной стойкости сцинтилляторов на основе полистирола // ПТЭ. – 1995. – № 5. – с. 76÷84.**
103. S.V. Afanasiev, Yu.A.Anisimov, V.V.Arhipov, V.V.Balashov, S.N.Bazylev, M.P.Belyakova, A.F.Elishev, D.Enkbold, A.Yu.Isupov, L.K.Ivanova, A.N.Khrenov, V.A.Kuznetsov, **V.E. Kovtun**, P.Kozma, A.G.Litvinenko, A.I.Malakhov, P.K.Maniakov, G.L.Melkumov, A.S.Nikiforov, V.I.Prokhorov, S.G.Reznikov, A.Yu.Semenov, V.A.Smirnov, V.V.Trofimov, D.V.Uralsky, P.I.Zaribin. **An Experiment on the A-Dependence of the Cross Section for Relativistic Deuteron Fragmentation into Cumulative Pions // Краткие сообщения ОИЯИ. Дубна – 1991. – № 5(51) . – с. 5÷13.**
104. Bross A.D. Development and Characterization of New Scintillation Materials for Fiber Tracking and Calorimetry / A.D. Bross and Anna Pladmau // FERMILAB-Pub-91/54. – 1991. – P. 1÷32.
105. Bedeschi F. Radiation Hardness of New Kuraray Double Cladded Optical Fibers / F. Bedeschi, J. Budagov, I. Chirikov-Zorin [et al.] // JINR, E13-96-248. – 1996. – P. 1÷12.
106. Васильченко В.Г. Допированные пластмассовые сцинтилляторы с улучшенными световыходом и радиационной стойкостью / В.Г. Васильченко // Протвино ГНЦ РФ ИФВЭ. – 1997.- с. 1÷28.
107. Clough R. in Encyclopedia of Polymer Science and Engineering, vol. 13, 2nd edn./ R. Clough. – 1988, P. 1÷667.

108. Apanasenko A.L. Contributions to Int. Conf. on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Structure / A.L. Apanasenko, **V.E. Kovtun**, A.V. Kuznichenko [et al.] // Dubna. – 1993. – P. 360.
109. Heath R.L. Scitnillation Spectrometry. Gamma-Ray Spectrum Cataloge / R.L. Heath // AEC R&D Report, (IDO-16880). – 1967. – P. 1÷539.
110. Акимов Ю.К. Детекторы ядерных излучений на основе пластических сцинтилляторов / Ю.К. Акимов // ЭЧАЯ. – 1994. – Т. 25, вып.2. – с. 496÷549.
111. Розман И.М. Люминесценция пластмассовых сцинтилляторов / И.М. Розман и С.Ф. Килин // УФН. – 1959. – Т. LXIX, вып. 3. – с. 459÷482.
112. Ананьев В.К. Новый экструдированный сцинтиллятор из технического полистирола / В.К. Ананьев, А.В. Базилевский, А.А. Дурум [и др.] // ИФВЭ-97-1. – 1997. – с. 1÷15.
113. Artikov A.M. The decrease of light yield collection for scintillation counters of CDF muon trigger over time / A. M. Artikov, O. E. Pukhov, D. Chokheli [et al.] // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2009. – V. 6, Issue 2. – P. 134÷144.
114. Гринёв Б.В. Экструзионные сцинтилляционные стрипы для эксперимента OPERA / Б.В. Гринёв, С.В. Мельничук, В.Г. Сенчишин [и др.] // ВАНТ, серия: Физика радиационных повреждений и радиационное моделирование. – 2006. – № 4. – с. 231÷234.
115. Березина А.Б. Материал для радиационно-стойкого световода-смесителя спектра / А.Б. Березина, Е.В. Гнучева, В.С. Дацко // ИФВЭ-2000-33, ОЭФ. – 2000. – с. 1÷13.
116. Frlez E. Radiation hardness of the PIBETA detector components/ E.Frlez,A.Campbell, I.J.Carey [et al.]/CODENFIZBE7.–2004.–P. 1÷20.

117. Radiation Effects at the SSC // Editor M.G.D.Gilchriase. – SSC-SR-1035. –1998. – P. 1÷130.
118. Radiation Damage Testing at the SSC // Editors W.Chinowsky and R.Torn. –SSCL-SR-1054. –1990. –P. 1÷250.
119. Артиков А.М., Свойства украинского пластмассового сцинтиллятора на основе полистирола UPS 923A. / Артиков А.М., Будагов Ю.А., М.В. Ляблин и др. // Д13-2005-111. –2005. –с. 1÷14.
120. S.V.Afanasiev, Yu.S.Anisimov, V.I.Kolesnikov, **V.E.Kovtun**, A.I.Malakhov, A.A.Nemashkalo, A.Para, V.E.Popov, Yu.N.Ranjuk, S.G.Reznikov, E.N.Tsyganov, P.I.Zarubin, A.E.Zatserklyanyi. **Radiation Hardness Tests of a Scintillating Fiber Calorimeter Module** // **JINR Rapid Communications**. –1991. – № 5(51). – P. 38÷41.
121. S.V. Afanasiev, Yu.A.Anisimov, S.N.Bazylev, J.Chmielewski, O.P.Gavristhuk, I.G.Golutvina, V.I.Ilyushchenko, L.K.Ivanova, V.S.Korolev, **V.E. Kovtun**, V.A.Kuznetsov, A.G.Litvinenko, A.I.Malakhov, D.P.Mikhaev, A.S.Nikiforov, A.N.Parfenov, O.G.Rubina, A.E.Senner, A.V.Piliyar, V.V.Trofimov, D.V.Uralsky, V.S.Stavinsky, I.Zborovsky, L.Ja.Zhiltsova, Yu.I.Titov. **An Experiment to Search Cumulative Muon Pairs with Low Invariant Mass** // **Краткие сообщения ОИЯИ. Дубна – 1990. – № 7(46) . – с. 6÷18.**
122. ATLAS Collaboration (from JINR): A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin. **Response of the ATLAS Tile calorimeter prototype to muons** // **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**. 1997. – № 388. – P. 64÷78.
123. G.A.Kononenko, A.G.Artukh, A.N.Vorontsov, D.A.Kyslukha, S.A.Klygin, **V.E.Kovtun**, Y.M, Sereda, B.Erdemchimeg, V.V.Ostashko, Y.N.Pavlenko. **Detection System of the COMBAS Ftagment Separator** // **Instuments and Experimental Techniques**. – 2015. – Vol.58. – № 3. – P. 337÷344.

ДОДАТОК: ПУБЛІКАЦІЇ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. S.V.Afanasiev, Yu.S.Anisimov, V.I.Kolesnikov, **V.E.Kovtun**, A.I.Malakhov, A.A.Nemashkalo, A.Para, V.E.Popov, Yu.N.Ranjuk, S.G.Reznikov, E.N.Tsyganov, P.I.Zarubin, A.E.Zatserklyanyi. **Radiation Hardness Tests of a Scintillating Fiber Calorimeter Module**

// **JINR Rapid Communications. –1991. – № 5(51). – P. 38÷41.**

(Дисертант брав участь у експериментальному дослідженні ЕМ калориметра у пучках електронів на ЛУЕ-2 ГеВ).

2. Ю.С. Анисимов, С.В.Афанасьев, В.К.Бондарев, И.Г.Голутвина, О.В.Егоров, А.Ф.Елишев, Л.Я.Жильцова, П.И.Зарубин, **В.Е.Ковтун**, В.И.Колесников, В.А.Кузнецов, А.Г.Литвиненко, А.И.Малахов, Е.Н.Матвеева, Т.Д.Пилипенко, С.Г.Резников, О.Г.Рубина, С.А.Седых, А.Ю.Семёнов, А.Ю.Титов, А.Н.Хренов. **Сцинтилляционный передний спектрометр установки СФЕРА**

// **Краткие сообщения ОИЯИ. Дубна – 1991. – № 5(51) . – с. 23÷37.**

(Дисертант розробив 64-канальний черенковський детектор).

S.V. Afanasiev, Yu.A.Anisimov, V.V.Arhipov, V.V.Balashov, S.N.Bazylev, M.P.Belyakova, A.F.Elishev, D.Enkhbold, A.Yu.Isupov, L.K.Ivanova, A.N.Khrenov, V.A.Kuznetsov, **V.E. Kovtun**, P.Kozma, A.G.Litvinenko, A.I.Malakhov, P.K.Maniakov, G.L.Melkumov, A.S.Nikiforov, V.I.Prokhorov, S.G.Reznikov, A.Yu.Semenov, V.A.Smirnov, V.V.Trofimov, D.V.Uralsky, P.I.Zarubin. **An Experiment on the A-Dependence of the Cross Section for Relativistic Deuteron Fragmentation into Cumulative Pions**

// **Краткие сообщения ОИЯИ. Дубна – 1991. – № 5(51) . – с. 5÷13.**

(Дисертант брав участь у сеансу накопичення експериментальних даних та їх обробці).

S.V. Afanasiev, Yu.A.Anisimov, S.N.Bazylev, J.Chmielewski, O.P.Gavristhuk, I.G.Golutvina, V.I.Ilyushchenko, L.K.Ivanova, V.S.Korolev, **V.E. Kovtun**, V.A.Kuznetsov, A.G.Litvinenko, A.I.Malakhov, D.P.Mikhaev, A.S.Nikiforov, A.N.Parfenov, O.G.Rubina, A.E.Senner, A.V.Piliyar, V.V.Trofimov, D.V.Uralsky, V.S.Stavinsky, I.Zborovsky, L.Ja.Zhiltsova, Yu.I.Titov. **An Experiment to Search Cumulative Muon Pairs with Low Invariant Mass**

// **Краткие сообщения ОИЯИ. Дубна – 1990. – № 7(46) . – с. 6÷18.**

(Дисертант брав участь у сеансу накопичення експериментальних даних та їх обробці).

3. G.Bellettini, J.Budagov, F.Cervelli, I.Chirikov-Zorin, **V. Kovtun**, O.Pukhov, B.Seminojenko, V.Senchishin, S.Tokar, N.Verezub, I.Zaljubovsky, F.Zetti. **Test of long scintillation counters for supercollider detectors**

// **SDC Notes. SSC – 1993. – SDC-93-522. – с. 1÷15.**

(Дисертант брав участь у вимірюванні параметрів сцинтиляторів).

4. V.Senchishin, V.Koba, O.Korneeva, V.Seminojenko, **V. Kovtun**, I.Zalubovsky, I.Chirikov-Zorin, J.Budagov, F.Markley, G.Bellettini. **New radiation stable and long-lived plastic scintillator for the SSC**

// **FERMILAB-TM-1866. –November, 1993.**

(Дисертант проводив радіаційні вимірювання сцинтиляторів та розробляв стенди).

5. **ATLAS: Technical proposal for a general-purpose p-p experiment at the Large Hadron Collider at CERN. ATLAS TDR 14, CERN/LHCC 99-14, 25 May 1999, ATLAS Collaboration.**

// **CERN-LHCC-94-43. – Dec 1994. – P. 1÷289;**

(Дисертант брав участь у розробці проекту адронного калориметру ATLAS).

6. E.N. Bellamy, G.Bellettini, J.Budagov, F.Cervelli, I.Chirikov-Zorin, **V. Kovtun**, M.Incagli, D.Lucchesi, C.Pagliarone, O.Pukhov, V.Seminozhenko, V.Senchishin, S.Tokar, N.Verezub, I.Zaljubovsky, F.Zetti. **Test long scintillation counters for supercollider detectors.**

// **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 1994. – № 343. – P. 484÷488.** (Дисертантом запропоновано розробку та виготовлення сцинтиляційних прототипів детекторів для CDF II з сцинтилятора UPS-923A, брав участь у тестуванні та калібровочних вимірах параметрів мюонних лічильників).

7. И.И. Залюбовский, В.С. Коба, **В.Е. Ковтун**, А.В. Кузниченко, В.Н. Лебедев, Ф. Марклей, В.Н. Семиноженко, В.Г. Сенчишин. **Способы повышения радиационной стойкости сцинтилляторов на основе полистирола**
// **Приборы и техника эксперимента. – 1995. – № 5. – с. 76÷84.**

(Дисертант експериментально досліджував образці сцинтиляторів, розробляв стенди, опромінював на гамма-гарматі, обробляв результати).

8. V. Senchishin, F. Markley, V.N. Lebedev, **V. Kovtun**, V.S. Koba, A.V.Kuznichenko, V.D.Tizkaja, J.A.Budagov, G.Bellettini, V.P.Seminozhenko, I.I.Zalubovsky, I.E.Chirikov-Zorin. **A new radiation stable plastic Scintillator**
// **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – 1995. – № 364. – P. 253÷257.**

(Дисертант брав участь у експериментальному дослідженню образців сцинтиляторів).

9. A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba,

O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin (CERN-JINR RD34 group). **Construction and Performance of an Iron-Scintillator Hadron Calorimeter with Longitudinal Tile Con-figuration. RD-34 Collaboration**
// CERN-LHCC-95-44. – 16 August 1995. – P. 1÷54.
(Дисертант брав участь у розробці технічного проекту адронного калориметру).

10. A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin (CERN-JINR RD34 group). **A measurement of the energy loss spectrum of 150 GeV muons in iron**
// CERN-PPE/ 96-115. – 19 August 1996, P. 1÷25.
(Дисертант брав участь у вимірюванні параметрів калориметру).

11. A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov (CERN-JINR RD34 group). **Response of the ATLAS Tile calorimeter prototype to muons**
// CERN-PPE/96-173. – December 13, 1996. – P. 1÷40.
(Дисертант брав участь у виміру параметрів мюонів в калориметрі).

12. В.А.Арефьев, В.И.Астахов, Б.В.Батюня, В.К.Бирулёв, А.С.Водопьянов, О.П.Гавришук, О.М.Голубицкий, Б.Н.Гуськов, Р.В.Еремеев, И.Г.Косарев, Н.А.Кузьмин, М.Ф.Лихачёв, А.Н.Максимов, Д.П.Михалёв, П.В.Номоконов, А.Н.Прафёнов, Н.В.Славин, А.Г.Федунов, Г.С.Шабратова, В.И.Генчев, Х.Х.Гутброд, Б.Колб, М.Пуршке, **В.Е.Ковтун**, В.Г.Сенчишин. **Zero-degree calorimeter for CERN WA-98 experiment.**
// JINR-5(79)-96. – 1996. – P. 15÷34. Dubna.
(Брав участь у пошуку та виміру стійких до радіації композицій).

13. ATLAS Collaboration (from JINR): A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar,

N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin. **Results from a combined test of an electromagnetic liquid argon calorimeter with a hadronic scintillating-tile calorimeter**

// **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.** – 1997. – № 387. – P. 333÷351.

(Дисертант брав участь у тестуванні адронного калориметра у пучках SPS).

14. ATLAS Collaboration (from JINR): A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin. **Response of the ATLAS Tile calorimeter prototype to muons**

// **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.** 1997. – № 388. – P. 64÷78. (Дисертант брав участь у експериментах по виміру мюонів).

15. RD34 Collaboration (from JINR): A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin. **A measurement of the energy loss spec-trum of 150 GeV muons in iron**

// **Zeitschrift Für Physik (Z. Phys.)** . – 1997. – С 73. – № 3. – P. 455÷463.

(Дисертант брав участь у тестуванні адронного калориметра у пучках SPS).

16. RD34 Collaboration (from JINR): A.Astvatsaturov, O.Borisov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, G.Chlachidze, V.Glagolev, S.Kakurin, V.Kolomoets, **V.Kovtun**, V.Kukhtin, A.Lebedev, I.Liba, O.Lomakina, Yu.Lomakin, S.Malyukov, I.Minashvili, D.Pantea, O.Pukhov, V.Romanov, N.Russakovich, V.Senchishin, A.Semenov, A.Sissakian, A.Shchelchikov, V.Shevtsov, S.Studenov, S.Tokar, N.Topilin, V.Vinogradov, S.Vorozhtsov, G.Yarygin. **Results from a new combined test of an electromagnetic liquid argon calorimeter with a hadronic scintillating-tile calorimeter**

// **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.** – 2000. – № 449. – P. 461÷477.

(Дисертант брав участь у дослідженні в пучках SPS прототипу HCAL).

17. A.Artikov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, D.Chokheli, V.Kolomoets, M.Lyblin, O.Pukhov, A.Sissakian, G.Belletini, F.Chervelli, M.Incagli, A.Menzione, F.Palmonari, A.Scribano, A.Stefanini, D.Cauz, H.Grassmann, G.Pauletta, L.Santi, G.Introzzi, A.Penzo, M.Iori, B.Grinyov, V.Lebedev,

V.Lyubynsky, V.Senchishin, **V. Kovtun**, I.Zaliubovsky, I.Fedorko, S.Tokar, N.Giokaris, A. Manousakis-Katsikakis. **Design and construction of new central and forward muon counters for CDF II**

// **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**. – 2005. – № 538. – P. 358÷371; arXiv:physics/0403079 15 Mar 2004.

(Дисертант брав участь у всіх етапах розробки та виготовлення мюонної системи CDF II).

18. A.Artikov, J.Budagov, I.Chirikov-Zorin, D.Chokheli, V.Kolomoets, M.Lyblin, O.Pukhov, A.Sissakian, G.Bellettini, A.Menzione, A.Scribano, G.Pauletta, B.Grinyov, V.Lebedev, V.Lyubynsky, V.Senchishin, **V. Kovtun**, I.Zaliubovsky, S.Tokar, N.Giokaris, A. Manousakis-Katsikakis. **New-Generation large-area muon scintillation counters with wavelength fiber readout for CDF II**

// **Письма в ЭЧАЯ**. – 2006. – Т.3 № 3(132). – С. 81-102.

(Дисертант брав участь у розробці прототипів мюонних лічильників установки CDF II розробці стендів, збірці та тестуванні).

19. V.E. Kovtun. **The model of realistic photomultiplier response**. – // **Journal of Kharkiv University, physical series “Nucl., Part., Fields”**. – 2011 – issue 4 (52), № 979 – P. 81-85.

(Дисертант знайшов аналітичний вигляд функції відгуку ФЕП).

20. G.A.Kononenko, A.G.Artukh, A.N.Vorontsov, D.A.Kyslukha, S.A.Klygin, **V.E.Kovtun**, Y.M. Sereda, B.Erdemchimeg, V.V.Ostashko, Y.N.Pavlenko. **Detection System of the COMBAS Ftagment Separator**

// **Instuments and Experimental Techniques**. – 2015. – Vol.58. – № 3. – P. 337÷344.

(Дисертант брав участь у дослідженні, розробці та виміру детекторів).