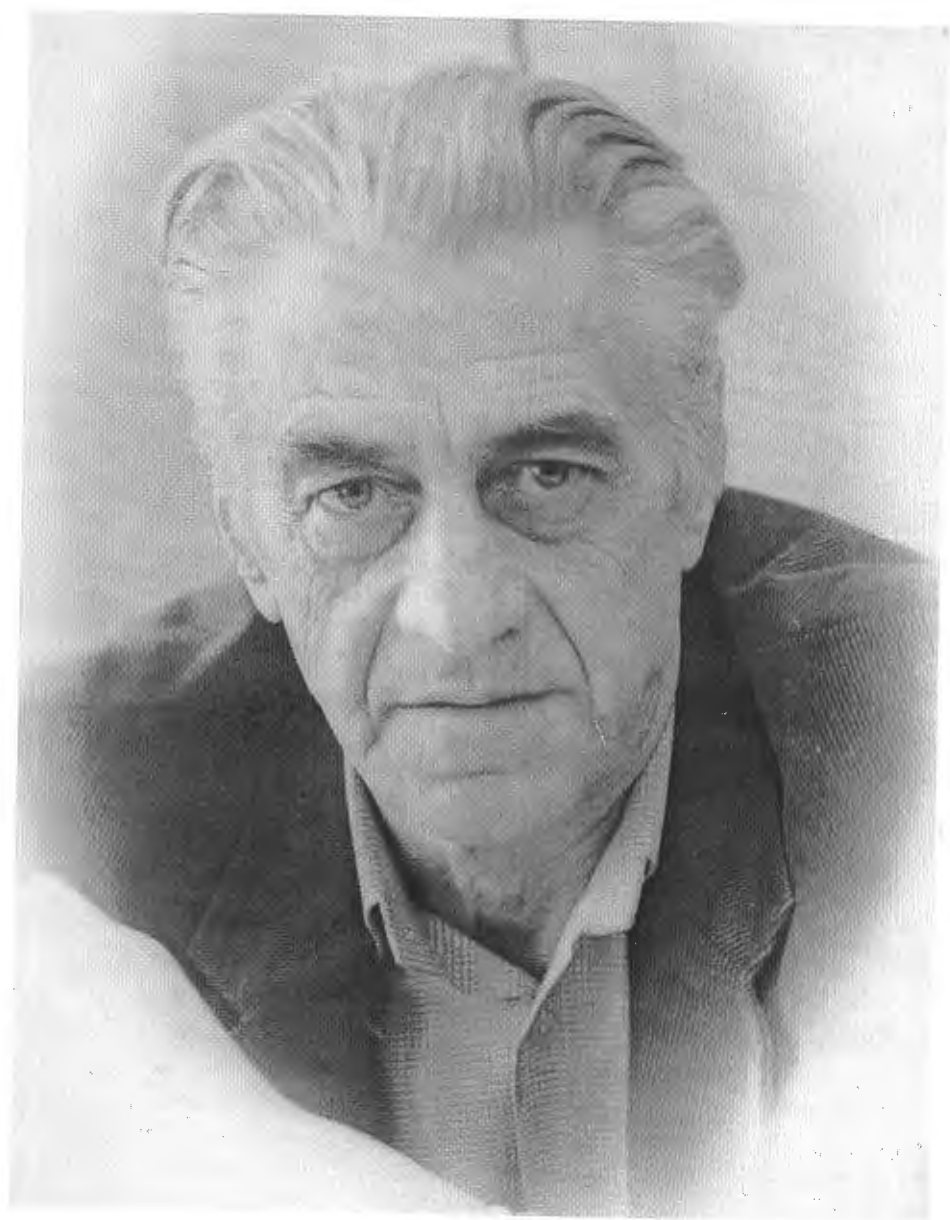


СЗГ

Н-347

**IV НАУЧНЫЙ СЕМИНАР  
ПАМЯТИ  
В. П. САРАНЦЕВА**





Объединенный институт ядерных исследований

СЗГ  
Н-347

**IV Научный семинар  
памяти  
В. П. Саранцева**

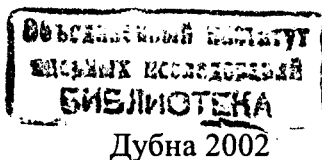
Дубна, 26–28 сентября 2001 г.

Труды

**IV Scientific Seminar  
in Memory  
of V. P. Sarantsev**

Dubna, September 26–28, 2001

Proceedings



УДК 621.384.6 (063)  
ББК 22.381.1 я 431  
Н34

УДК 621.384.6 (063)

ББК 22.381.1 я 431

Н34

УДК 621.384.6 (063)

Н34

Н34

**Научный семинар памяти В. П. Саранцева (4; 2001; Дубна).**  
Труды IV Научного семинара памяти В. П. Саранцева (Дубна, 26–28 сентября 2001 г.). — Дубна: ОИЯИ, 2002. — 263 с.: ил.  
ISBN 5-85165-711-1

В настоящий сборник вошли тексты докладов, представленных на IV Научном семинаре памяти В. П. Саранцева, состоявшемся 26–28 сентября 2001 г. в Дубне. Семинар был организован Объединенным институтом ядерных исследований и Научным советом Российской академии наук по проблемам ускорителей заряженных частиц. Программа семинара включала научные доклады по проблемам физики пучков и новых методов ускорения, обзорные и статусные доклады по разработке сильноточных линейных ускорителей, лазеров на свободных электронах, по проектированию электроядерных установок.

УДК 621.384.6 (063)  
ББК 22.381.1 я 431

ISBN 5-85165-711-1

© Объединенный институт ядерных исследований, 2002

*Дорогой читатель!*

*Вашему вниманию предлагаются труды IV Научного семинара памяти В.П. Саранцева. Первый семинар состоялся в 1995 г., и теперь уже ясно, что Саранцевский семинар нашел и занял своё место в ускорительной программе ОИЯИ, которая объединяет страны, участвовавшие раньше во Все-союзных совещаниях по ускорителям заряженных частиц. Таким образом семинар стал промежуточным, регулярным Совещанием между теперь уже Всероссийскими конференциями по ускорителям. В этом его особенность и привлекательность. За два дня работы было представлено 33 научных доклада. Тематика докладов охватывала проблемы разработки сильноточных линейных ускорителей, лазеров на свободных электронах, включая новое направление этих исследований – так называемые объёмные лазеры, актуальные проблемы ускорительной техники, такие, как проблемы охлаждения интенсивных ионных пучков, прикладное использование ускорителей. Особенно отрадно отметить возобновление в программе семинара рассмотрения вопросов новых методов ускорения, разработке которых Владислав Павлович посвятил практически всю свою жизнь. Увеличение числа докладов, расширение тематики семинара составляют думать о модернизации "формулы" семинара – выделении конкретных проблем на каждом семинаре или изменении временного графика с сохранением свободной тематики и не очень сильного ограничения времени доклада. Так что, дорогой читатель и коллега, помоги нам своими советами, и мы вместе продолжим с пользой для всех семинары памяти В.П. Саранцева – человека, к которому все ускорительщики относились с очень большой теплотой и уважением.*

*И.Н.Иванов,  
зам. председателя оргкомитета*

*Уважаемые коллеги, дорогие гости!*

*Разрешите мне от имени дирекции Объединённого института ядерных исследований и оргкомитета приветствовать вас, участников научного семинара памяти Владислава Павловича Саранцева, выдающегося ускорительщика, ученика В.И. Векслера, а также всех тех, кто пришёл на это заседание, проявляя живой интерес к личности Владислава Павловича и его научной деятельности. В этом году мы проводим уже четвёртый по счёту семинар памяти Саранцева, и нам приятно отметить, что в так называемом ускорительном комьюнити этот семинар сохраняет свою привлекательность. Принять участие в семинаре выразили желание более 70 специалистов из восьми научных центров России, Украины, Белоруссии и Великобритании. Всё это говорит о том, что научная деятельность В.П. Саранцева, результаты этой деятельности не потеряли актуальности и сейчас.*

*Есть несколько особенностей мемориального семинара В.П. Саранцева. С одной стороны, этот семинар не дублирует и не подменяет крупные ускорительные совещания и конференции, так как его тематика, его программа не претендуют на полный охват всех научных и технических проблем, связанных с разработкой и созданием ускорителей заряженных частиц. С другой стороны, несмотря на совпадение по срокам проведения со специализированным семинаром по линейным ускорителям, он не конкурирует с ним именно из-за отсутствия узкой специализации и возможности гибко формировать программу и тематику сессионных заседаний. Оргкомитет, как правило, принимает к рассмотрению также и доклады, и сообщения по смежным научным направлениям, косвенно связанным с развитием или использованием ускорителей. Специфика научной программы нынешнего, четвёртого по счёту семинара состоит в том, что в ней заявлено довольно много докладов и сообщений, связанных с разработкой и созданием лазеров*

на свободных электронах. Здесь, конечно же, нужно отметить, что это не просто "дань моде", но и внимание к научной проблеме, которой Владислав Павлович Саранцев в последние годы жизни уделял достаточно много внимания.

Как председатель организационного комитета семинара, я хочу "отчитаться" перед участниками в том, что оргкомитет выполнил свои обязательства по изданию трудов третьего семинара. Сборник докладов вышел в свет тиражом 300 экземпляров и в настоящее время распространяется наряду с трудами ОИЯИ. Участники семинара уже получили сборник при регистрации.

Другой особенностью именно нынешнего семинара является, конечно же, включённое в программу событие, которое мы готовили и которого ждали - издание и представление книги воспоминаний о В.П. Саранцеве. Эта книга была задумана гораздо раньше, и первоначально предполагалось выпустить её к 70-летию со дня рождения Владислава Павловича. Но по ряду причин выпуск её состоялся только сейчас, и мы с удовольствием представляем её широкой общественности и тем, кто знал Владислава Павловича лично и кто с ним дружил, кто с ним работал, и тем, кто знал Владислава Павловича только по его научной деятельности. Эта книга подготовлена издательским отделом ОИЯИ. В её подготовке приняли участие сотрудники многих лабораторий нашего Института, воспоминаниями поделились также друзья и коллеги Саранцева из других научных центров. О работе над книгой расскажут её авторы, а я сейчас хотел бы от имени дирекции ОИЯИ поблагодарить тех, кто работал над её созданием, и выразить признательность всем тем, кто согласился и прислал нам свои материалы, фотографии или воспоминания для этой книги.

Позвольте мне по поручению оргкомитета объявить IV Научный семинар памяти Владислава Павловича Саранцева открытым и пожелать его участникам успешной работы.

А.Н. Сисакян,  
вице-директор ОИЯИ



## Содержание

### Сессия 1: ЛАЗЕРЫ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

В.В. Кобец, И.Н. Мешков, И.А. Селезнев, М.В. Юрков  
СИЛЬНОТОЧНЫЙ ИНЖЕКТОР ДЛЯ НАКАЧКИ ЛСЭ  
НА БАЗЕ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ЛИНАК-800  
(ПРОЕКТ ДЭЛСИ, ФАЗА I)..... 13

В.Г. Барышевский  
ОБЪЕМНЫЕ ЛАЗЕРЫ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ..... 23

В.Г. Барышевский, К.Г. Батраков, А.А. Гуринович, И.И. Ильенко,  
А.С. Лобко, В.И. Мороз, П.Ф. Софронов, В.И. Столярский  
ПЕРВОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ГЕНЕРАЦИИ В ОБЪЕМНОМ ЛАЗЕРЕ  
НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ..... 27

А.В. Елжов, А.К. Каминский, Э.А. Перельштейн, С.Н. Седых,  
А.П. Сергеев, Н.С. Гинзбург, Н.Ю. Песков, А.С. Сергеев  
РЕЖИМ СТАРТЕРНОЙ МОДЫ В МСЭ-ГЕНЕРАТОРЕ  
С БРЭГГОВСКИМ РЕЗОНАТОРОМ..... 33

А.В. Елжов, В.И. Казача, А.К. Каминский, Э.А. Перельштейн,  
С.Н. Седых, А.П. Сергеев, Н.С. Гинзбург, Н.И. Зайцев,  
Е.В. Иляков, И.С. Кулагин, Н.Ю. Песков, А.С. Сергеев  
ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПРЕЦИЗИОННОЙ ПЕРЕСТРОЙКЕ  
ЧАСТОТЫ В МСЭ-ГЕНЕРАТОРЕ  
С БРЭГГОВСКИМ РЕЗОНАТОРОМ..... 40

G.N. Afanasiev, V.M. Shilov, and V.P. Permiakov  
SYNCHROTRON RADIATION AT ARBITRARY DISTANCES..... 47

### Сессия 2: ДИНАМИКА ПУЧКОВ И КОЛЛЕКТИВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В УСКОРИТЕЛЯХ

В.В. Пархомчук  
ПРОБЛЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ  
ИНТЕНСИВНЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ..... 73

В.А. Балакирев, В.И. Карась, И.В. Карась УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ИНТЕНСИВНЫМ СВЕРХКОРОТКИМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ИМПУЛЬСОМ, ВОЗБУЖДАЕМЫМ В ПЛАЗМЕ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ИЛИ СГУСТКАМИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ.....	83
Е.В. Горбачев, И.Н. Иванов, В.В. Косухин, П.И. Лебедев, В.А. Мельников, С.В. Рабцун Т. Линнекер, Р. Луерс, Й. Тукмантейл, В. Хефль СОСТОЯНИЕ ДЕЛ ПО СОЗДАНИЮ СИСТЕМЫ ПОДАВЛЕНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ КОЛЕБАНИЙ ДЛЯ БОЛЬШОГО АДРОННОГО КОЛЛАЙДЕРА (ЦЕРН).....	97
В.П. Пашенцев, И.С. Щедрип ГРУППИРОВКА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С НИЗКОЙ ЭНЕРГИЕЙ ИНЖЕКЦИИ В БИПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ С $\beta = 1$ .....	108
В.П. Милагтьев, Я.П. Шаар УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ГАУССОВЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ.....	115
С.А. Баренгольц, Н.Ю. Казаринов, Э.А. Перельштейн, В.Ф.Шевцов, Г.А.Месяц УПРОЩЕННАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ГЛУБОКОЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЫ В ВАКУУМНОМ ДИОДЕ.....	122
Ю.А. Волков, В.Б. Красовицкий НЕЛИНЕЙНАЯ ДИСПЕРСИЯ ПЛАЗМЫ С РЕЛЯТИВИСТСКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ.....	129
<b>Сессия 3: ПРИКЛАДНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ УСКОРИТЕЛЕЙ</b>	
А.М. Козодаев, П.В. Лазарев, О.В. Шведов МАЛЫЕ ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫЕ УСТАНОВКИ.....	139
В.В. Кобец, И.Н. Мешков, А.П. Сумбаев, В.И. Фурман, В.А. Швец П.В. Логачев, В.М. Павлов, А.Р. Фролов, С.М. Гуров ПРОЕКТ ИРЕН: СТАТУС И ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ.....	150

Ю.Г. Аленицкий, А.С. Ворожцов, С.Б. Ворожцов, Л.М. Онищенко, В.В. Калиниченко, Н.Л. Заплатин, А.А. Глазов ВОЗМОЖНОСТИ ЦИКЛОТРОНА ПО УПРАВЛЕНИЮ ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫМИ УСТАНОВКАМИ.....	161
С.Л. Богомолов, И.И. Иванов, И.В. Калагин, Г.И. Коннов, В.В. Косухин, В.Ф. Минашкин, А.И. Сидоров, В.В. Селезнев РАЗРАБОТКА МАЛОГАБАРИТНОГО ГЕНЕРАТОРА НЕЙТРО- НОВ НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ С ПОТОКОМ ДО $10^8$ н/с.....	168
А.В. Грызлов, В.А. Дворников, И.А. Кузьмин, И.В. Поляков, И.С. Щедрин ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ С МОЩНОСТЬЮ ПУЧКА ДО 25 кВт.....	176
Н.И. Тарантин ОТ МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОЙ ИОННОЙ ЛОВУШКИ К СОЛЕНОИДАЛЬНОМУ НАКОПИТЕЛЮ-КОЛЛАЙДЕРУ УСКОРЕННЫХ ИОНОВ ВОДОРОДА – ГЕНЕРАТОРУ НЕЙТРО- НОВ ДЛЯ НАУЧНЫХ И ПРИКЛАДНЫХ ПРИМЕНЕНИЙ.....	184
М.М. Кац НОВЫЕ СХЕМЫ СИСТЕМ ДЛЯ ОБЛУЧЕНИЯ ЛЕЖАЩИХ ПАЦИЕНТОВ С РАЗНЫХ НАПРАВЛЕНИЙ ПУЧКАМИ ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ.....	199
С.И. Тютюнников, В.И. Шаляпин ИССЛЕДОВАНИЯ ОДНОЭЛЕКТРОДНОГО ИМПУЛЬСНОГО ВЧ-РАЗРЯДА КАК ИСТОЧНИКА ВОЗБУЖДЕНИЯ ДЛЯ АТОМНО-ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ.....	212
А.В. Карпухин, П.М. Лустов, А.А. Мальцев, М.А. Мальцев, М.В. Маслова-Гусакова, В.А. Степаненко, А.Г. Федупов, А.Р. Кузьмичев, А.И. Мельникова ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ЭЛЕКТРОЯДЕРНОЙ УСТАНОВКИ.....	219

## **Сессия 4: СИСТЕМЫ УСКОРИТЕЛЕЙ, ДИАГНОСТИКА, ТЕХНОЛОГИЯ**

А.В. Елжов, И.Н. Иванов, В.И. Казаха, А.К. Каминский,  
В.В. Косухин, Э.А. Перельштейн, С.П. Седых, А.П. Сергеев  
Н.С. Гинзбург, Н.И. Зайцев, Е.В. Иляков, И.С. Кулагин,  
Н.Ю. Песков, М.И. Петелин, А.С. Сергеев  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РАБОТЫ В ОИЯИ ПО ИСПЫТАНИЮ  
ВЫСОКОГРАДИЕНТНЫХ УСКОРЯЮЩИХ СТРУКТУР  
ДЛЯ ЛИНЕЙНЫХ КОЛЛАЙДЕРОВ..... 225

С.В. Барабин, А.В. Козлов, А.М. Козодаев,  
Д.А. Лякин, Ю.Б. Стасевич  
СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ИНЖЕКТОРОМ ПРОТОНОВ  
ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ "ИСТРА"..... 231

А.М. Козодаев, О.В. Шведов, Е.Б. Волков, Н.Д. Гаврилин,  
М.М. Кац, К.И. Кречет, В.С. Артемов, А.М. Вишневский,  
А.А. Дроздовский, М.М. Игумнов, Ю.Н. Кузьмин,  
Р.П. Куйбида, В.А. Кошелев, Ю.Г. Орлов, А.М. Раскопин,  
В.К. Семячкин, В.С. Скачков, А.М. Степанов, Г.Г. Шимчук,  
Ю.П. Севергин, А.Ю. Константинов, В.Л. Васильев,  
Б.В. Рождественский, А.В. Пугачев  
КАНАЛ ТРАНСПОРТИРОВКИ ПРОТОНОВ К МИШЕНИ  
ЭЛЕКТРОЯДЕРНОГО НЕЙТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА ИТЭФ.... 238

А.Ю. Орлов, В.В. Анисимов, Р.М. Венгров, А.М. Козодаев,  
Д.А. Лякин, Ю.Г. Орлов, В.П. Шимшурин  
СИСТЕМА ТЕРМОСТАТИРОВАНИЯ ВЧ-РЕЗОНАТОРОВ  
ЛИНЕЙНОГО ПРОТОННОГО УСКОРИТЕЛЯ "ИСТРА-36"..... 250

С.А. Коренев, А.В. Калмыков, В.П. Сиколенко  
ИМПУЛЬСНЫЙ СИЛЬНОТОЧНЫЙ ИСТОЧНИК  
ЭЛЕКТРОНОВ И ИОНОВ..... 257

---

На семинаре также были доложены следующие работы:

D. Jaroszynski (TOPS, Glazgo) "Studies of superradiant amplification and related phenomena in free-electron masers and plasmas";

Ю.П. Филиппов (ОИЯИ) "Криогенный комплекс ЛФЧ: прошлое и настоящее";

В.М. Дьяченко (ОИЯИ) "Эффективность использования ядер высоких энергий для решения проблем ядерной энергетики";  
И.П. Юдин (ОИЯИ) "Расчеты поля при модификации спектрометрических магнитов";  
В.С. Масунов (МИФИ) "Методы ускорения и фокусировки ионных пучков в периодическом поле ВЧ-ондулятора" (опubl. в ЖТФ);  
А.И. Сидоров (ОИЯИ) "Система импульсного питания линейного индукционного ускорителя для FNAL нейтронной фабрики" (опubl. рапсе).

Сессия 1

ЛАЗЕРЫ  
НА СВОБОДНЫХ  
ЭЛЕКТРОНАХ

Председатели: В. В. Пархомчук  
И. Н. Мешков

# СИЛЬНОТОЧНЫЙ ИНЖЕКТОР ДЛЯ НАКАЧКИ ЛСЭ НА БАЗЕ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ЛИНАК-800 (ПРОЕКТ ДЭЛСИ, ФАЗА I)

*В.В. Кобец, И.Н. Мешков, И.А. Селезнев, М.В. Юрков*  
*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна*

В докладе обсуждается возможность создания на основе линейного ускорителя Линак-800 комплекса лазеров на свободных электронах, перекрывающего диапазон волн излучения от инфракрасного до ультрафиолетового. Рассмотрена схема формирования коротких сгустков электронов с пиковым током до 100 А и возможность их ускорения в линаке.

*V. V. Kobets et al.*

The possibility of creation of free electron laser complex based on linear accelerator Linac-800 which covers the radiation wave range from infrared up to ultraviolet is discussed in this report. The scheme of formation of short electron bunches at peak current up to 100 A and also possibility of their acceleration in Linac are considered.

## 1. Введение

Первые работы по лазерам на свободных электронах осуществлялись в ОИЯИ по инициативе и под научным руководством Владислава Павловича Саранцева. Поэтому проект, представляемый в данном сообщении, является естественным развитием заложенного им в Институте научного направления. Проект является частью и первой стадией разрабатываемого в ОИЯИ проекта "Дубненский электронный синхротрон" (ДЭЛСИ) - комплекса источников когерентного электромагнитного излучения, в составе которого лазеры на свободных электронах и накопительное кольцо электронов - источник синхротронного излучения [1,2]. Комплекс создается на базе оборудования, переданного в ОИЯИ из Института ядерной физики и физики высоких энергий (НИКНЕФ, г. Амстердам), в составе которого линейный ускоритель на энергию 700 МэВ, накопитель электронов на энергию до 1 ГэВ.

Проект ДЭЛСИ [1,2] реализуется в три этапа. На первом этапе планируется создать комплекс лазеров на свободных электронах (ЛСЭ), перекрывающий диапазон длин волн от дальнего инфракрасного (150 мкм) до жесткого ультрафиолетового (0.15 мкм). На втором этапе будет введено в строй накопительное кольцо СИ на энергию 1.2 ГэВ с эмиттансом около 11 нм. Кольцо будет снабжено

встроенными излучателями - сверхпроводящим вигглером ("шифтером") с полем до 10 Тл и ондулятором [1]. Яркость излучения из ондулятора составит величину до  $3 \cdot 10^{18}$  фотонов/с·мм<sup>2</sup>·мрад<sup>2</sup>·0,1% ш.п. На третьем этапе развития комплекса ДЭЛСН предполагается строительство рентгеновского ЛСЭ с длиной волны до 5 нм [1,2].

В данной работе обсуждаются проблемы модернизации Линак-800 с целью получения характеристик электронного пучка, достаточных для создания ЛСЭ-генераторов на первой фазе реализации проекта ДЭЛСН. Показано, что такая модернизация может быть проведена путем установки субгармонического инжектора-группирователя (энергия 4-6 МэВ, пиковый ток 50-70 А, заряд 1-2 нКл, нормализованный эмиттанс 20-30π мм·мрад, энергетический разброс 150 кэВ). Инжектор с указанными параметрами может быть изготовлен с использованием узлов оборудования, привезенных из NIKHEF. Приведенные оценки показывают, что при частоте следования сгустков 19,8 МГц нагрузка основной ускоряющей структуры находится в допустимых пределах.

## 2. Параметры ЛСЭ и электронного пучка

В лазере на свободных электронах активной средой, усиливающей излучение, является электронный пучок в ондуляторе. В процессе взаимодействия электронного пучка с электромагнитным излучением происходит группировка пучка с периодом

$$\lambda \approx \frac{\lambda_w}{2\gamma^2} = \lambda_w \frac{1 + K^2/2}{2\gamma^2} \quad (1)$$

где  $K = \epsilon \lambda_w H_w / 2\pi mc^2 \approx 0,934 \times H_w [\text{Тл}] \times \lambda_w [\text{см}]$  - параметр ондуляторности,  $\lambda_w$  и  $H_w$  - период и поле ондулятора,  $\gamma$  - релятивистский фактор. Сгруппированный электронный пучок производит мощное когерентное излучение с длиной волны  $\lambda$ . Усиление мощности излучения за пролет ондулятора  $g = P_{out}/P_{in} - 1$  дается выражением [3,4]:

$$g_s = 0,135\tau, \quad \tau = \pi\omega\theta_s^2 j_0^3 A_{JJ}^2 (c\gamma^2 \gamma I_A)^{-1} \quad (2)$$

где  $\tau$  - параметр усиления,  $\theta_s = K/\gamma$ ,  $l_w = N_w \lambda_w$  - длина ондулятора,  $N_w$  - число периодов ондулятора,  $\omega = 2\pi c/\lambda$ ,  $j_0 = I/\Sigma$ ,  $I$  - пиковый ток пучка,  $\Sigma$  - эффективная площадь перекрытия электронного и оптического пучка,  $A_{JJ} = [J_0(Q) - J_1(Q)]$ ,  $Q = K^2/(4 + K^2)$ ,  $J_0$  и  $J_1$  - функции Бесселя,  $I_A = mc^3/c = 17$  кА. Когда усиление мощности излучения превосходит потери излучения в резонаторе, имеет место процесс генерации.

Плавная перестройка длины волны излучения может быть проведена путем изменения энергии электронов либо путем изменения параметров ондулятора, как следует из выражения (1). В проекте ДЭЛСН диапазон от дальнего инфракрасного диапазона до жесткого ультрафиолетового диапазона покрывается четырьмя ЛСЭ-генераторами, каждый из которых обеспечивает плавную перестройку длины волны в 6-8 раз (см. таблицу 1). Линак-800 имеет отводы электронного пучка на различных энергиях, так что включение ЛСЭ-генератора требуемого диапазона



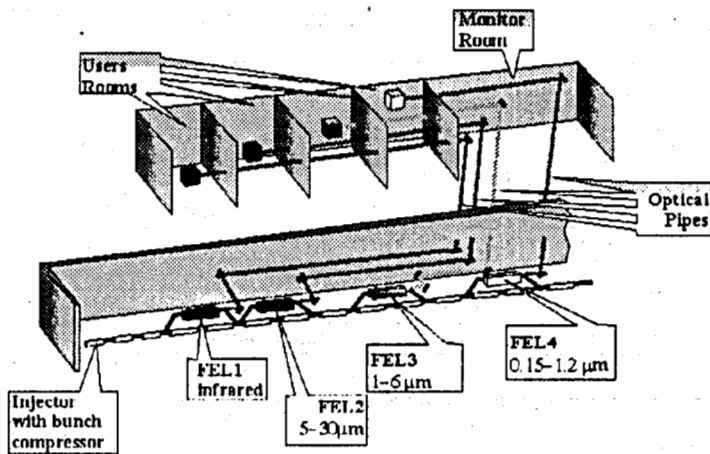


Рис. 1. Схема размещения Линака-800 и ЛСЭ в здании N 118 ОИЯИ

Таблица 1. Параметры ЛСЭ в проекте ДЭЛСИ [3]

	G1	G2	G3	G4
Длина волны, мкм	20-150	5-30	1-6	0.15-1.2
Пиковая мощность, МВт	1-5	1-5	3-15	10-20
Энергия в микроимпульсе, мкДж	50-200	25-100	25-100	50-100
Длительность микроимпульса, пс	10-30	10	10	3-5
Ширина спектра, %	0,2-0,4	0,6	0,6	0,6
Частота повторения импульсов, МГц	19,8			
Длительность макроимпульса, мкс	5-10			
Частота макроимпульсов, Гц	1-100			
Средняя мощность (макс.), Вт	0,2-1			

обеспечивается включением соответствующего канала транспортировки электронного пучка (рис.1).

Оптимизация параметров ЛСЭ в проекте ДЭЛСИ основана на максимальном использовании технических возможностей Линак-800 и последних достижений в области создания сильноточных инжекторов. Существенным ограничением в нашем случае является малая длительность импульса ВЧ – 5 мкс, которая определяется возможностями системы питания Линака. Отсюда следует требование к величине коэффициента усиления за пролет (2), которое должно быть достаточно велико, для того чтобы ЛСЭ-генератор вошел в режим насыщения за время ВЧ-импульса. Другие ограничения (на среднюю нагрузку ускорителя пучком, на минимальную длину электронного сгустка) приводят к существенному сужению области параметров электронного пучка. Оптимизация параметров ЛСЭ с учетом технических ха-

Таблица 2. Параметры инжектора для Линак-800 [3]

Энергия электронов, МэВ	4-6
Пиковый ток в сгустке, А	50-70
Длина сгустка, мм	2-3
Заряд сгустка, нКл	1-2
Нормализованный эмиттанс, π мм-мрад	20-30
Энергетический разброс, кэВ	150
Число сгустков в макроимпульсе	100
Длительность макроимпульса, мкс	5-10
Частота следования макроимпульсов, Гц	1-100

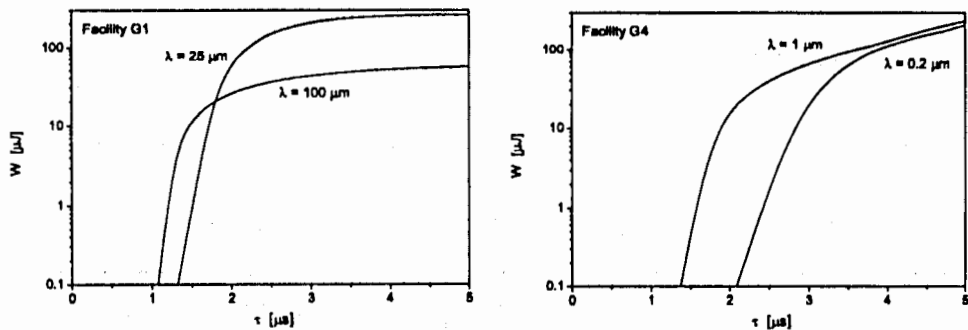


Рис. 2. Временная эволюция энергии в импульсе излучения (слева – генератор G1, справа – генератор G4)

характеристик Линак-800 приводит к требованиям на характеристики электронного пучка, приведенным в таблице 2. Из рис.2 видно, что при указанных характеристиках пучка импульс излучения имеет плато насыщения длительностью 2-3 мкс во всем рабочем диапазоне длин волн.

### 3. Линак-800 и его возможности

Прежде всего необходимо ответить на вопрос, возможно ли ускорение в МЕА и его модификации Линак-800 (табл.3) макросгустков с параметрами, приведенными в табл.2.

Сделаем оценку максимального одиночного заряда  $q$ , который можно ускорить в Линак-800. При длине сгустка  $l_{\text{в.с.к.}} < \lambda/4 \approx 2.5$  см длительность микроимпульса  $\tau \approx l_{\text{в.с.к.}}/c \approx 80$  пс. Будем рассматривать процессы на периоде регулярной структуры МЕА (1)  $l = 2/3\lambda$ . Мощность волны электромагнитного поля Линака  $P$  есть

$$P \approx \Pi S, \quad \Pi = cE^2/8\pi, \quad (3)$$

где  $E$  – напряженность поля волны,  $S$  – поперечное сечение структуры. Для оценки примем, что волна передает заряду  $q$  всю свою энергию в объеме  $\pi a^2 l$ ,  $a$  – радиус пучка. Тогда из очевидного равенства

$$qEl = \frac{E^2}{8\pi} \cdot \pi a^2 l$$

найдем

$$q \leq \frac{Ea^2}{8}. \quad (4)$$

Примем также значение  $E$  порядка темпа ускорения 7 МВ/м, и радиус пучка (характерный размер, на котором происходит взаимодействие заряда  $q$  с волной)  $a = 5$  мм. В результате из (4) получим  $q \approx 2$  нКл. Для получения генерации ЛСЭ достаточно  $q = 1.2$  нКл [6]. Сделанная оценка показывает, что энергии, запасенной в структуре, достаточно для ускорения одиночного сгустка с зарядом  $q \sim 2$  нКл. Однако, как показано в разделе 2, для получения генерации лазера необходимо, чтобы частота следования сгустков была  $f \approx 20$  МГц при числе сгустков в макроимпульсе  $N \sim 100$ . Время заполнения структуры Линак-800  $\tau_{\text{filling}} = 1.3$  мкс, а время между микроимпульсами  $t \approx 50$  нс. Отсюда следует вывод, что за время между микроимпульсами структура не способна получить энергию от клистрона и восполнить потери, связанные с ускорением заряда  $q$ . Но в структуре имеется значительный запас энергии, и время ее перераспределения внутри структуры  $\tau_{\text{equal}}$  можно оценить как

$$\tau_{\text{equal}} \approx \tau_{\text{filling}} \frac{l}{L_0} \approx 12 \text{ нс}, \quad (5)$$

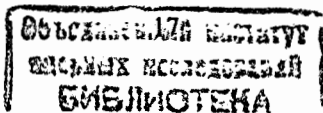
где  $l = 2\lambda/3$  – расстояние между диафрагмами структуры,  $L_0 = 7.3$  м – длина ускоряющей секции. Таким образом,  $\tau_{\text{equal}} < t$ , и можно предположить, что за время между микроимпульсами энергия, запасенная в структуре на размере  $l$ , успевает перераспределиться до квазиравновесного состояния. Спрашивается, каков запас энергии в структуре? Радиус ускоряющей структуры  $b = 8$  см  $\gg a$ . В этом объеме радиуса  $b$  и запасается энергия ВЧ-поля. Продольная компонента электрического поля в структуре типа "диафрагмированный волновод" изменяется с радиусом по закону, который незначительно отличается от известного в форме функции Бесселя (рис.3.) Поэтому для оценки значение энергии, запасенной на единицу длины структуры, можно принять равной

$$\varepsilon \approx \frac{1}{4} \cdot \frac{E^2(0)}{8\pi} \cdot \pi b^2. \quad (6)$$

Соответственно, энергия, уносимая зарядом  $q$  с единицы длины структуры, есть

$$\Delta\varepsilon \approx \frac{E^2(0)}{8\pi} \cdot \pi a^2 \approx \frac{a^2}{4b^2} \cdot \varepsilon \approx 10^{-3} \varepsilon. \quad (7)$$

Если сформировать пакет из  $N = 100$  микроимпульсов, то от сгустка к сгустку будет наблюдаться спад энергии  $\Delta\varepsilon$ , и, соответственно, в конце макроимпульса спад составит  $\delta\varepsilon \approx N\Delta\varepsilon \approx 0.1\varepsilon$ . Такой спад не является непреодолимым для получения



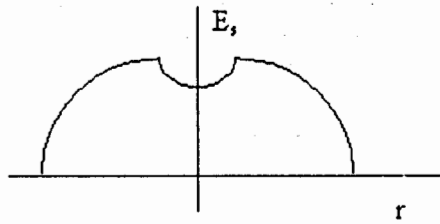


Рис. 3. Распределение электрического поля по радиусу в структуре "диафрагмированный волновод"

Таблица 3. Параметры Линака-800

Параметр	Номинальный	Максимальный
Длина, м	200	
Энергия, ГэВ	0,7	1,0
Пиковый ток, мА	70	300
Средний ток, мкА	1,4	100
Средняя мощность, кВт	0,98	100
Параметры ВЧ-структуры		
Частота, ГГц	2,856	
Длительность импульса, мкс	2	0,1-50
Частота повторения, Гц	10	400
Потребляемая мощность, МВт	~ 0,6	1,0

на выходе из ускоряющей структуры сгустков электронов равной энергии и, соответственно, получения генерации ЛСЭ. Для компенсации действия спада можно организовать линейно нарастающий сдвиг импульса синхронизации, управляющего открытием электронной пушки, что обеспечит изменение темпа ускорения для данного сгустка и компенсирует спад. Предполагается использовать пушку, которая будет формировать электронные сгустки длительностью  $\tau \approx 0,5$  нс с током  $I \approx 4$  А. На входе в Линак требуется, чтобы длительность импульса была меньше чем  $\tau \approx 16$  пс.

#### 4. Начальное формирование сгустков

Схема инжекционной части и системы предварительной группировки сгустков в Линаке-800 принципиально повторяет описанную в работе [5,6]. Электронный пучок формируется в пушке с управляющей сеткой (рис.4), которая обеспечивает генерацию коротких сгустков электронов длительностью 0,5 нс с током 4 А и энергией на выходе примерно 400 кэВ. Сгусток на выходе из пушки имеет длину

$$l_{\text{гун}} = \beta_{\text{гун}} c \tau_0, \quad (8)$$

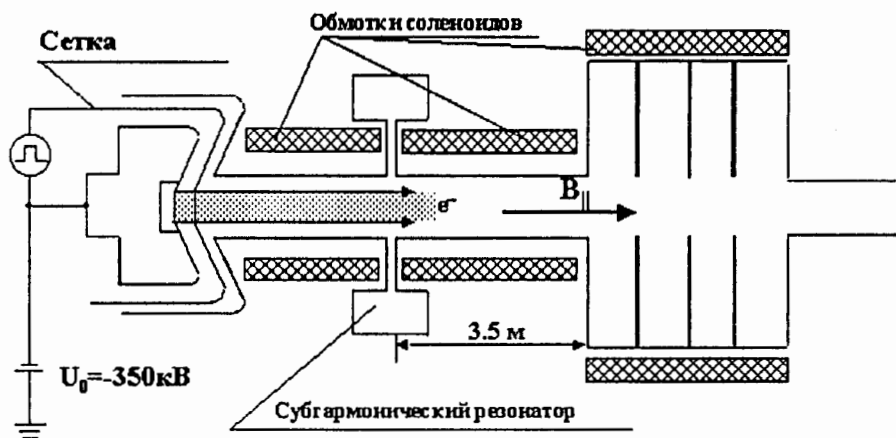


Рис. 4. Схема субгармонического компрессора сгустков

где  $v_{\text{кин}}$  - скорость электронов на выходе из пушки,  $\tau_0$  - длительность микроимпульса. Проходя через резонатор субгармонического группирователя, электроны получают или теряют энергию

$$\frac{1}{2} \Delta \varepsilon_{r...} = \pm \varepsilon V_0 \sin \Omega t, \quad (9)$$

где  $V_0$  и  $\Omega$  - амплитуда и частота поля резонатора. Если частота равна шестой субгармонике, то длительность микроимпульса, выбранная выше, равна четверти периода:

$$\Omega = \frac{\omega_0}{6}, \quad \tau = \frac{1}{4} \left( \frac{2\pi}{\Omega} \right) = \frac{3\pi}{\omega_0} \approx 0.5 \text{ нс.}$$

Ижектируем сгусток так, чтобы его "голова" пересекла резонатор в тормозящей фазе, а "хвост" - в ускоряющей (рис.5). Тогда на выходе из резонатора электроны головы будут иметь минимальную энергию, а электроны хвоста - максимальную. В процессе движения в дрейфовой камере сгусток сжимается в соответствии с разностью скоростей "головы" и "хвоста":

$$\Delta \beta = (\beta_{\text{max}} - \beta_{\text{min}}) \approx \frac{\gamma - 1}{\beta \gamma^3} \cdot \frac{\Delta \varepsilon_{r...}}{\varepsilon}. \quad (10)$$

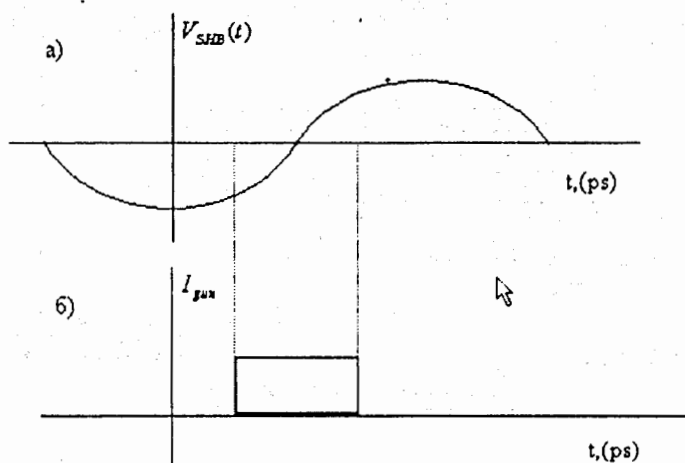


Рис. 5. Изменение во времени поля в субгармоническом резонаторе (а) и плотности заряда сгустка (б)

Отсюда находим максимальную длину дрейфового промежутка, ("хвост" догоняет "голову"). При  $\varepsilon = 375$  кэВ и  $\Delta\varepsilon = 50$  кэВ получим

$$L_0 \leq \frac{\beta_{\text{gun}}^2 c \tau_{\text{gun}}}{\Delta\beta} \approx 5 \text{ м.}$$

Выбирая длину дрейфовой камеры  $L_0 = 3.5$  м, получим длину сгустка  $l_0$  на входе в Линак:

$$l_0 = c \tau_{\text{gun}} \cdot \beta - L_0 \cdot \frac{\Delta\beta}{\beta} = 14.5 \text{ мм.}$$

В результате на выходе из системы предварительной группировки сгусток имеет параметры (табл. 4), позволяющие при ускорение сжать его до необходимых размеров.

### 5. Сжатие при ускорении

Из субгармонического компрессора сгусток попадает в первую ускоряющую секцию, где одновременно с ускорением продолжается его сжатие. Из формулы (10) видно, что скорость сжатия сгустка падает с ростом энергии. Можно показать, что длина сгустка на выходе из первой секции ускорителя в приближении малого пространственного заряда определяется следующей формулой:

$$l_{\text{final}} \approx l_0 - \gamma_{\text{max}}^3 \cdot \frac{(\beta_{\text{max}} - \beta_{\text{min}})}{\alpha} \cdot \left(1 - \frac{A}{\sqrt{1+A^2}}\right) - \frac{1}{4\alpha} \cdot \left(\frac{2\pi l_0}{\lambda}\right)^2 \cdot \frac{1}{\sqrt{1+A^2}}. \quad (11)$$

Таблица 4. Параметры группирователя и сгустков

	Сгусток на выходе из	
	пушки	группирователя
Длительность, пс	500	17
Длина сгустка, мм	120	15
Энергия электронов, МэВ	0,35	6,0
Пиковый ток, А	3,4	100
Заряд в сгустке, нКл	1,7	1,7

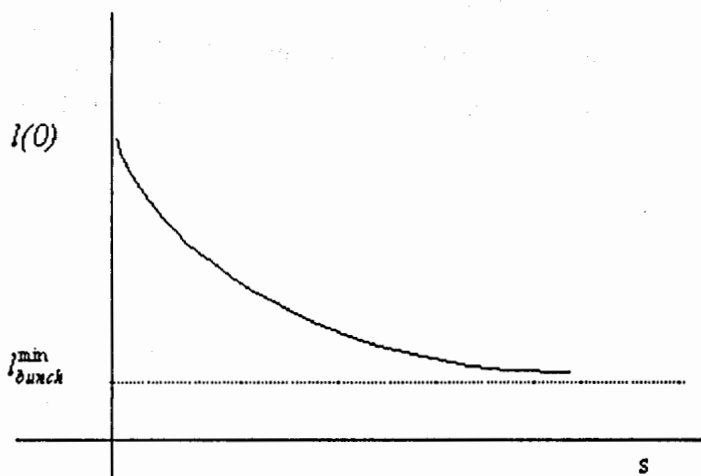


Рис. 6. Изменение длины сгустка в Линаке

где  $\alpha = eE_0/mc^2$ ,  $A = \beta_{\min}\gamma_{\min}$ ,  $E_0$  — амплитуда ускоряющего поля в первой секции Линака.  $\beta, \gamma$  — лоренц-факторы на входе ( $\min$ ) и выходе ( $\max$ ) секции. В нашем случае получим  $l_{\text{final}} \approx 5,3$  мм (рис.6). Соответственно получаем коэффициент сжатия сгустка и пиковый ток:

$$k = \frac{l_{\text{final}}}{l_{\text{gun}}} \approx 23, \quad I_{\text{final}} = kI_{\text{gun}} \text{ А.}$$

## 6. Заключение

Проведенное рассмотрение показывает возможность формирования сгруппированного электронного пучка и его ускорение в Линаке-800 с обеспечением параметров пучка на выходе, необходимых для успешной генерации излучения в лазерах на свободных электронах.

## Литература

1. V.A. Arkhipov, V.K. Antropov, N.I. Balalykin et al. – NIM, A 470 (2001), p.1.
2. Н.И. Балалыкин, П.Ф. Белошицкий, В.Г. Кадышевский и др. – АЭ. 91 (2001), p.300.
3. C.A. Brau. – Free electron Lasers. Academic Press, Inc., New York, (1990).
4. E.L. Saldin, E.A. Schneidmiller and M.V. Yurkov. The Physics of Free Electron Lasers (Springer-Verlag, Berlin, 2000).
5. A.F.G. van der Meer et al. – Nucl. Instrum. and Methods, A 331(1993), p.282.
6. T. Tomimasu, Y. Morii, E. Oshita et al. – Nucl. Instrum. and Methods, A 407 (1998), p. 370.



# ОБЪЕМНЫЕ ЛАЗЕРЫ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

*В.Г. Барышевский*

*Паузно-исследовательский институт ядерных проблем, Минск*

Лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) - устройства, в которых релятивистские пучки электронов генерируют когерентное электромагнитное излучение в различных диапазонах длин волн: от сантиметровых, оптических вплоть до рентгеновских, представляют собой чрезвычайно важное и активно развивающееся направление науки и техники. Новая разновидность ЛСЭ - объемный лазер на свободных электронах (ОЛСЭ), использующий при генерации электромагнитного излучения ранее неизвестные закономерности, обеспечивает более эффективный процесс излучения, чем обычный ЛСЭ. Благодаря этому ОЛСЭ позволяет получать на многие порядки большие мощности излучения при существенно меньших размерах, чем обычные ЛСЭ. Первый ОЛСЭ начал работать в НИИ ЯП 20 апреля 2001 г., и полученные экспериментальные результаты полностью подтвердили основные теоретические положения. В настоящее время на основе идеи создания ОЛСЭ фактически возникает новая ветвь СВЧ, оптической и рентгеновской лазерной техники, позволяющая создавать генераторы, обеспечивающие плавную перестройку частоты в широкой области спектра и высокую мощность излучения.

## Volume Free Electron Lasers

*V.G. Baryshevsky*

Free electron lasers (FELs) are facilities using relativistic electron beams for generation of coherent electromagnetic radiation in different frequency ranges. New variety of free electron laser is a volume free electron laser (VFEL) using new laws for electromagnetic radiation generation, which provide more effective generation process comparing with conventional FEL. Owing to this VFEL allows to receive much more higher radiation power at less size than conventional FEL. First lasing of VFEL was obtained at INP on the April, 2001 and obtained experimental results have completely confirmed theoretical statements. A new branch of microwave, optic and X-ray laser technics appears now on the base of VFEL idea. It allows one to develop generators providing smooth frequency tuning and high power of radiation in wide spectral range.

Лазеры на свободных электронах (устройства, в которых релятивистские пучки электронов генерируют когерентное электромагнитное излучение) представляют собой чрезвычайно важное и активно развивающееся направление науки и техники. В настоящее время осуществлена генерация излучения в самых различных диапазонах длин волн: начиная от сантиметровых и кончая оптическими. Начал осуществляться проект рентгеновского ЛСЭ.

Независимо от типа ЛСЭ в основе его работы лежат два важнейших физических явления – явление индуцированного излучения и явление возникновения под влиянием излучения периодической модуляции (бунчировки) плотности электронного пучка (явление пучковой неустойчивости). Генерация в ЛСЭ возбуждается различными механизмами спонтанного излучения: магнитотормозным излучением в ондуляторе, излучением Смита–Нарселла и Черенкова, излучением в лазерной волне. Но независимо от того, какой именно вид спонтанного излучения применяется в конкретном ЛСЭ, все приборы этого типа используют обратную связь, создаваемую или двумя параллельными зеркалами, расположенными на краях рабочей области, или одномерной дифракционной решеткой, в которой испускаемая и дифрагированная (отраженная) волна распространяются вдоль электронного пучка (одномерная распределенная обратная связь). Хорошо известно, что любая излучающая система характеризуется ее спектром собственных колебаний и так называемым дисперсионным уравнением, описывающим в случае малых возмущений (линейный режим) возможные типы волн в системе и связь между частотой и волновым числом собственных колебаний системы. В случае ЛСЭ такое дисперсионное уравнение показывает, что в системе существуют связанные между собой электромагнитные волны и так называемые продольные волны электронной плотности. Тщательный анализ свойств этого дисперсионного уравнения показал [1], что дисперсионное уравнение для ЛСЭ в коллективном (комптоновском) режиме совпадает с дисперсионным уравнением обычного усилителя бегущей волны [2], и коэффициент усиления ЛСЭ (инкремент неустойчивости электронного пучка) в условиях синхронизма волн пропорционален  $\rho_0^{1/3}$ , где  $\rho_0$  – плотность электронного пучка – имеет вид

$$Imk_{\parallel} = \frac{\sqrt{\epsilon_0}}{2c} \sqrt{\frac{\omega_L^2 |A_{nn}|}{2\omega\epsilon_0\gamma}}$$

$\omega_L^2 = 4\pi e^2 \rho_0 / m$ ,  $\omega_L$  – ленгмюровская частота.

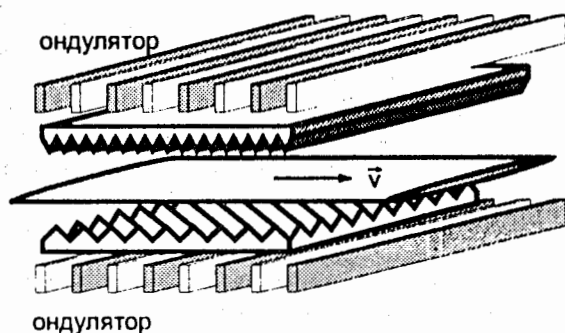


Рис. 1. Двухволновая дифракция в ОЛСЭ

В работе [3] было показано, что при движении релятивистского пучка электронов через кристалл (среду, обладающую пространственно периодической диэлектрической проницаемостью), а также в щели (волноводе) в дифракционной решетке

[4] возможно выполнение условий, при которых появляется новая физическая закономерность, а именно: инкремент неустойчивости электронного пучка в условиях синхронизма волн в этом режиме оказывается пропорциональным не  $\rho_0^{1/3}$ , а  $\rho_0^{1/(S+3)}$ , где  $S$  – число возникающих в результате брэгговской дифракции в решетке излучаемых электромагнитных волн, а  $\rho_0$  – плотность электронного пучка.

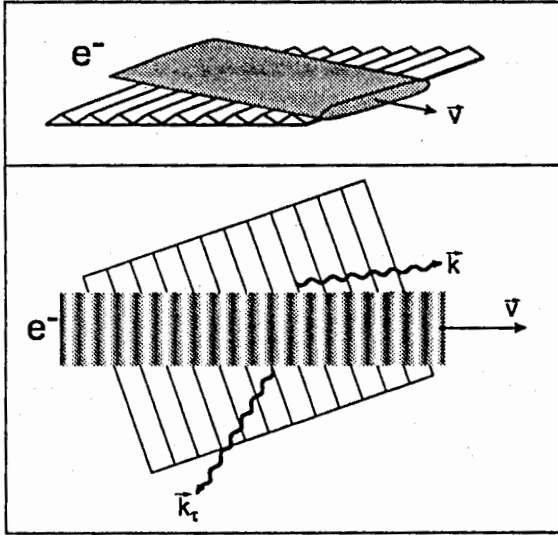


Рис. 2. Возможная конфигурация ОЛСЭ с ондулятором

Если в процессе дифракции участвуют две волны, то в точке совпадения корней дисперсионного уравнения можно получить следующее выражение для  $Imk_{\parallel}$ :

$$Imk_{\parallel} = \left( \frac{\omega_0 |Q| |\lambda_{\tau}| \tau}{u^2 c^2 \sqrt{2\pi\tau_z^2 - \tau^2}} \right)^{1/4} = \left( \frac{\omega_L^2 A_{nn} |\lambda_{\tau}| \tau}{2\gamma u^2 c^2 \sqrt{2\pi\tau_z^2 - \tau^2}} \right)^{1/4}$$

В результате имеем рост инкремента неустойчивости (коэффициента усиления):

$$\frac{Imk_{\parallel}^{(S=0)}}{Imk_{\parallel}^{(S=1)}} \approx \left( \frac{\omega_L^2 |A_{nn}|}{\omega^4 \lambda_{\tau}^3 \gamma} \right)^{-1/12} \gg 1.$$

Как показывает теория, в условиях вырождения корней изменяется и поведение порогового тока:

$$j_{start} \sim 1 / \left[ (kL)^3 (k\lambda_{\tau}L)^{2S} \right].$$

Объемные лазеры на свободных электронах (ОЛСЭ) являются чрезвычайно перспективной разновидностью ЛСЭ, способной обеспечить излучение в широкой области спектра, от сантиметрового и рентгеновского (см. [5-7]). Отличительной особенностью ОЛСЭ является использование в качестве объемных резонаторов одно-

двух- и трехмерных дифракционных решеток, обеспечивающих объемную распределенную обратную связь и, как следствие, возможность плавной перестройки частоты.

Важно подчеркнуть, что даже одномерная дифракционная решетка может обеспечивать объемную (не одномерную) обратную связь, если угол брэгговской дифракции  $\neq \frac{\pi}{2}$ . При определенных условиях ОЛСЭ обеспечивает более эффективный процесс излучения, чем обычный ЛСЭ, использующий одномерную распределенную обратную связь. Более того, благодаря возможности использовать широкие электронные пучки и дифракционные решетки больших объемов, ОЛСЭ позволяет получать на многие порядки большие мощности излучения при существенно меньших размерах, чем обычные ЛСЭ.

Фактически на основе идеи создания ОЛСЭ возникает в настоящее время новая ветвь СВЧ, оптической и рентгеновской лазерной техники, позволяющая создавать генераторы, обеспечивающие плавную перестройку частоты в широкой области спектра и высокую мощность излучения. Первый ОЛСЭ начал работать в НИИ ЯП 20 апреля 2001 г. [8].

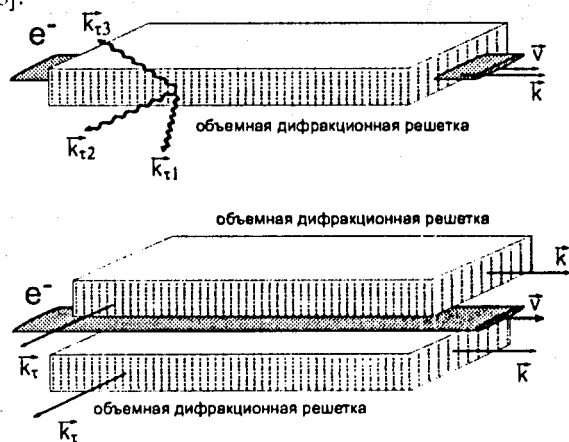


Рис. 3. Возможная конфигурация ОЛСЭ

## Литература

1. A. Gover, Z. Livni – Optics Communications 26 (1978), 375.
2. J.R. Pierci, Travelling wave tubes (Van Nostrand, Princeton 1950).
3. V.G. Baryshevsky, I.D. Feranchuk – Phys.Lett. A 1984, v.102, p.141.
4. В.Г. Барышевский – Доклады Академии наук СССР 1988, т.299, N 6, стр.1363.
5. V.G. Baryshevsky, K.G. Batrakov, I.Ya. Dubovskaya – J. Phys. D, 1991, v.24, p.1250.
6. V.G. Baryshevsky, K.G. Batrakov, I.Ya. Dubovskaya – NIM 1995, v.358, p.493.
7. V.G. Baryshevsky – LANL e-print archive physics/9806039, 0
8. V.G. Baryshevsky – LANL e-print archive physics/0107043

## ПЕРВОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ГЕНЕРАЦИИ В ОБЪЕМНОМ ЛАЗЕРЕ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

*В.Г. Барышевский, К.Г. Батраков, А.А. Гуринович, И.И. Ильенко, А.С. Лобко, В.И. Мороз, П.Ф. Софронов, В.И. Столярский*  
Научно-исследовательский институт ядерных проблем, Минск

Рассматривается первое наблюдение генерации в объемном лазере на свободных электронах (ОЛСЭ). Генерирующая система состоит из двух дифракционных решеток с разными пространственными периодами. Первая решетка создает условия эмиссии за счет смит-парселловского механизма. Вторая решетка обеспечивает распределенную обратную связь для эмитированной волны. Длина дифракционной решетки - 10 см. Импульс напряжения длительностью  $\sim 10$  мс имеет синусоидальную форму при амплитуде 1-10 кВ. Измеренная энергия достигала величины 3-4 Вт в диапазоне длин волн  $\lambda \sim 4$  мм при пиковом токе от 100 до 35 мА. Генерация прекращалась при токе  $< 35$  мА. В соответствии с теоретическими предсказаниями, когда ток достигал значений, близких к пороговым, генерация наблюдалась в узкой области напряжений  $V \sim 5$  кВ. При больших значениях тока имела место устойчивая генерация в диапазоне 5-7,5 кВ.

### The First Lasing of Volume Free Electron Laser (VFEL)

*V.G. Baryshevsky et al.*

First lasing of volume free electron laser (VFEL) is observed. The generating system consists of two metal diffraction grating with different spatial periods. The first grating creates the conditions for Smith-Purcell emission mechanism. The second grating provides the distributed feedback for emitted wave. The length of diffraction grating is 10 cm. Voltage impulse with a time duration  $\sim 10$  ms had a sinusoidal form with the amplitude varied from 1 to  $\sim 10$  kV. The measured microwave power reached the value of about 3-4 Wt in wavelength range  $\lambda \sim 4$  mm. The peak current varied from 100 to 35 mA. The generation stopped at current value  $< 35$  mA. When the current value was near the threshold current the generation was observed in narrow region of voltage  $V \sim 5$  kV that coincided with theoretical prediction. At greater currents the generation took place in continuous range of voltage from 5 to 7.5 kV.

Одним из элементов лазеров на свободных электронах (ЛСЭ), а также других типов генераторов является обратная связь, которая создается системой зеркал, или распределенная обратная связь, образуемая дифракцией волн в пространственно-периодической среде, при которых прямая и отраженная волны направлены вдоль одной прямой. Отличительной чертой объемного ЛСЭ (ОЛСЭ) является наличие

неоднородной многоволновой объемной распределенной обратной связи (ОРОС). ОРОС' одновременно выполняет две функции:

- обеспечивает более эффективную связь электромагнитной волны с электронным пучком за счет изменения закона дисперсии;
- является объемным распределенным зеркалом, удерживающим излучение в пространстве взаимодействия.

Впервые на возможность существенного изменения характера развития неустойчивости при движении электронного пучка в пространственно-периодической среде было указано в работах [1, 2]. В них получены и исследованы дисперсионные уравнения в условиях многоволновой дифракции и показано, что в области вырождения дифракционных корней возникает новый закон развития пучковой неустойчивости, резко изменяющий законы усиления и генерации электромагнитного излучения. В [1, 2] этот вывод был сделан на основании того, что инкремент неустойчивости в точке  $s$ -кратного вырождения корней пропорционален  $\rho^{1/(3+s)}$ , где  $\rho$  – плотность электронного пучка, и отличается от соответствующего инкремента для одноволновой системы  $\rho^{1/3}$  (в данном случае считается, что точка, в которой совпадают  $n$  корней, является  $n - 1$  вырожденной). В [3] было показано, что этот вывод справедлив и при движении пучка в вакууме, вблизи периодической среды (или в вакуумной щели, созданной внутри периодической среды). В дальнейшем были найдены явные выражения для зависимости стартового тока от длины области взаимодействия в этих точках, эти результаты были впервые опубликованы в [4, 5]. Действие ОРОС' универсально, и ее преимущества проявляются в широком диапазоне длин волн – от сантиметровых до рентгеновских [4-7]. В работе [7] для миллиметрового диапазона приведены данные по холодному моделированию электродинамических процессов в объемной дифракционной решетке. Было экспериментально подтверждено существование области, соответствующей чрезвычайно большой добротности системы в условиях возникновения двух сильных волн.

В настоящей работе представлены первые результаты генерации излучения ОЛСЭ в миллиметровом диапазоне. В исследуемом ОЛСЭ нерелятивистский пучок движется в структуре, включающей в себя две плоские дифракционные решетки с разными пространственными периодами. Одна из решеток служит для генерации излучения за счет смит-парселловского механизма [8]. Вторая решетка создает распределенную обратную связь за счет брэгговской дифракции. Отметим, что генерация в стандартной нерелятивистской лампе бегущей волны с брэгговской связью на основной гармонике невозможна, т. к. длина излучаемой волны значительно превосходит период спирали (или гофрировки). Генерация в ОЛСЭ рассматриваемого типа впервые предложена в [9], где представлена теоретическая модель ее работы.

Основным функциональным элементом исследуемого ОЛСЭ является резонатор, образованный двумя латунными плоскими гофрированными дифракционными решетками и боковыми стенками. Поперечное сечение резонатора прямоугольное, постоянное по всей его длине. Размеры поперечного сечения могли изменяться в ходе экспериментов. Вывод излучения производился с выходных кромок элементов резонатора. Со стороны входа электронного пучка на решетках выполнены элементы отсечки волны в виде гладких плоских, прямоугольных в плане брусков.

Как было указано выше, дифракционные решетки, установленные в резонаторе, выполняли различные функции и имели различное исполнение. Взаимодействие одной из решеток (возбуждающей) с пучком приводило к генерации излучения Смита-Парселла. Другая решетка (резонансная) обеспечивала положительную распределенную обратную связь генерируемого излучения с пучком. Для обеспечения эффективной связи возбуждающей решетки с пучком расстояние между поверхностью возбуждающей решетки и пучком могло изменяться в процессе эксперимента вплоть до ввода возбуждающей решетки в пучок. Резонансные дифракционные решетки изготовлены таким образом, что они позволяют изменять частоту излучения за счет изменения ориентации штриха решетки относительно направления скорости пучка.

Исследования процессов генерации излучения выполнялись на экспериментальном стенде, функциональная схема которого изображена на рис. 1.

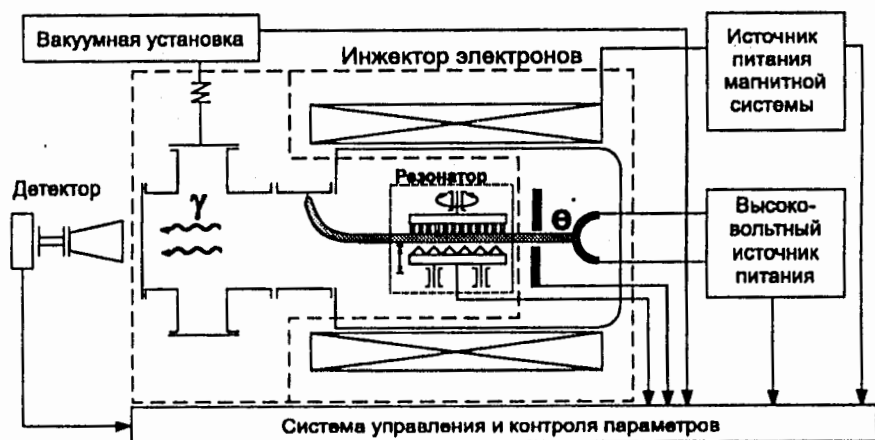


Рис. 1. Блок-схема экспериментального стенда по изучению процессов генерации в ОЛС

Ленточный электронный пучок, эмитируемый термоэлектронным катодом (вольфрам, активированный придатами бария, кальция), формируемый в цилиндрической пушке Пирса, распространяется в резонаторе лазера в ведущем магнитном поле напряженностью  $\sim 3$  кГс. Режим эмиссии пучка - импульсный, однополярный, форма импульса - синусоида с периодом 10 мс. Могла создаваться последовательность из двух или трех импульсов напряжения. Амплитуда импульсов напряжения могла изменяться в диапазоне от одного до 10 кВ.

Генерируемое излучение выводится через вакуумноплотное радиопрозрачное окно (оргстекло) на детектор излучения (термисторный детектор М5-50 или измеритель мощности МЗ-22А) с шириной полосы детектируемого излучения 54-78 ГГц.

Системой измерения обеспечивалась синхронная регистрация и последующий вывод осциллограммы на дисплей персонального компьютера и запись на диск сле-

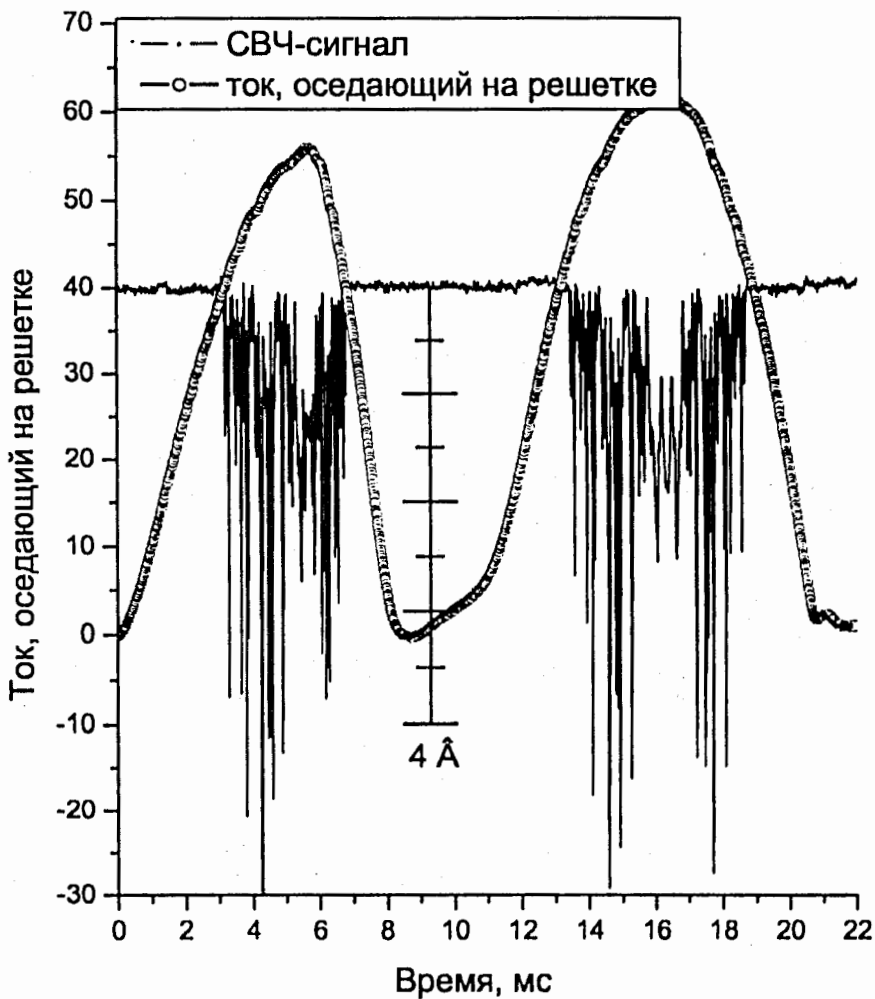


Рис. 2. Осциллограмма экспериментального наблюдения генерации ОЛСЭ. Плавная кривая характеризует изменения тока, кривая с мелкомасштабными изменениями характеризует наблюдаемый СВЧ-импульс

дующих параметров: напряжение на катоде пушки, полный ток в цепи пушки, ток в обмотках магнита ведущего магнитного поля, ток осаждения электронов пучка на решетку возбуждения, сигнал с детектора СВЧ-излучения.

В результате проведенных исследований была зарегистрирована генерация СВЧ-излучения при энергии пучка  $\geq 5$  кэВ и следующих параметрах резонатора: длина резонатора – 100 мм; шаг дифракционной решетки возбуждения – 0,67 мм; шаг резонансной магнитной системы проводки электронного пучка дифракционной решетки – 3 мм. Осциллограмма процесса приведена на рис. 2.



Непрерывная генерация излучения наблюдалась в диапазоне токов в цепи пушки начиная от  $\sim 35$  мА. Для определения пороговых условий и характера генерации при заданной форме импульса напряжения уменьшался ток пучка путем уменьшения тока накала катода. Осциллограмма порогового режима генерации приведена на рис. 3. В таком режиме пики излучения соответствовали минимальному значению тока на решетке  $\sim 35$  мА при напряжении  $U \sim 5$  кВ.

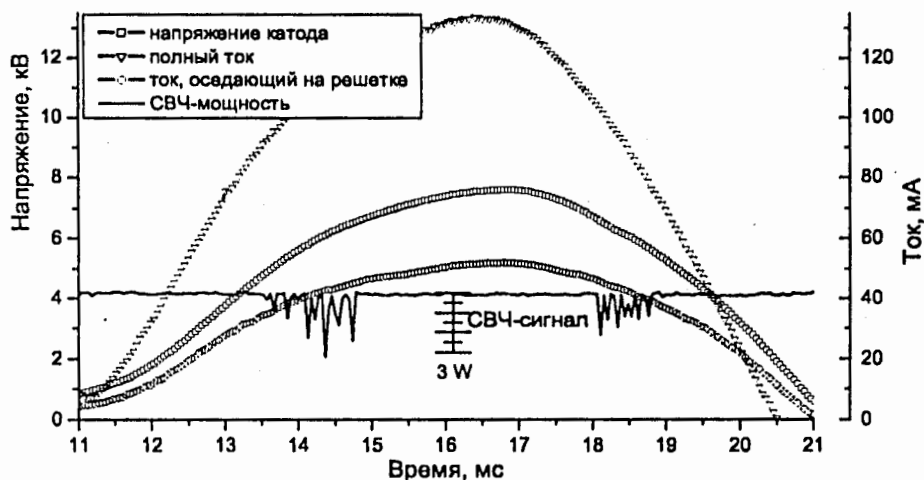


Рис. 3. Осциллограмма порогового режима генерации

Начало процесса генерации с энергии электронного пучка  $\sim 5$  кВ объясняется выбором шага дифракционных решеток. В результате при этих энергиях электронного пучка возбуждается наиболее высокодобротная мода. Именно поэтому при приближении тока к пороговым значениям область генерации сдвигается в узкую полосу вблизи 5 кВ. При больших значениях тока процесс развивается в области энергий 5–7.5 кВ, что может свидетельствовать о возбуждении следующих мод с меньшей добротностью, для которых рабочий ток превышает стартовый. В ряде экспериментов наблюдался световой импульс из зоны генерации.

Мощность импульса генерируемого излучения составляет 3–4 Вт. Учитывая тот факт, что электронный пучок имеет поперечный размер  $\sim 1$  мм и в процессе с электромагнитной волной эффективно участвует меньше его десятой части ( $\delta \sim \frac{\lambda_{\text{и}}}{4\pi c} < 0.1$  мм), КПД работающей части пучка составляет  $\sim 10$  %.

## Литература

1. В.Г. Барышевский, П.Д. Феранчук - Вести АН БССР, сер. физ.-мат. 1985, N 2, с.79.

2. V.G. Baryshevsky, I.D. Feranchuk – Phys. Lett., 1984, Vol. A 102, p.141.
3. В.Г. Барышевский – Докл. АН СССР, 1988, т. 299, N 6, с.19.
4. V.G. Baryshevsky, K.G. Batrakov, I.Ya. Dubovskaya – J. Phys. D., 1991, Vol.24, p.1250.
5. В.Г. Барышевский, К.Г. Батраков, И.Я. Дубовская – Вестн АН БССР, сер. физ.-тех., 1992, N 3, с.99.
6. V.G. Baryshevsky – NIM, 2000, Vol. A445, p.281.
7. V.G. Baryshevsky, K.G. Batrakov, I.Ya. Dubovskaya et. al. – NIM, 1997, Vol. A393, p.71.
8. Smith S.L., Purcell E.M. – Phys. Rev., 1953, Vol. 91, p.1069.
9. V.G. Baryshevsky, K.G. Batrakov, V.I. Stolyarsky – Proc. of the 21th Intern. FEL Conf., 1999, p.II-37.

## РЕЖИМ СТАРТЕРНОЙ МОДЫ В МСЭ-ГЕНЕРАТОРЕ С БРЭГГОВСКИМ РЕЗОНАТОРОМ\*

*А.В. Елзов, А.К. Каминский, Э.А. Перельштейн, С.П. Седых,  
А.П. Сергеев*

*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна*

*Н.С. Гинзбург, Н.Ю. Песков, А.С. Сергеев*

*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород*

Рассмотрен механизм увеличения эффективности МСЭ-генератора путем введения в МСЭ затравочного сигнала большой мощности и использования пучков с большой расстройкой синхронизма. Получение этого сигнала обеспечивается за счет включения в цепь обратной связи брэгговского резонатора, обладающего двумя собственными частотами в пределах области эффективного отражения. Выбором начальных условий обеспечивается запуск генератора на более высокой частоте (стартерная мода) с последующим переходом на одночастотную генерацию на нижней частоте. Численное моделирование показывает, что рассмотренный механизм может значительно повысить эффективность генератора.

### Starting Mode Regime in FEM Oscillator with Bragg Resonator

*A. V. Elzhov et al.*

A mechanism of enhancement of FEM oscillator efficiency due to introducing a high-power seed signal and using a beam with large mismatch from the synchronism is considered. Such signal can be produced by inserting a Bragg resonator into the feedback system. This resonator should possess two eigenmodes within the zone of effective Bragg reflection. Under appropriate initial conditions the oscillator is launched in at the higher frequency (starting mode), and then the single-frequency generation at the lower frequency is built up. The numerical simulation shows that the mechanism involved is capable of considerable rising of the oscillator efficiency.

#### 1. Введение

Проблема повышения эффективности мощных источников СВЧ-излучения при условии работы в одномодовом режиме на заданной частоте является cardinalной

\*Работа поддержана грантами РФФИ NN 00-02-17519, 00-02-17232, 01-02-06249, а также частично грантом ИИТАС N 97-32041.

проблемой СВЧ-электроники и рассматривалась многими авторами (см., например, [1]–[7]). На решение этой проблемы нацелено использование СВЧ-систем, обеспечивающих селекцию мод  $n$ , в частности, селективную распределенную обратную связь [4]–[7].

Эффективность одномодового генератора можно повысить, увеличивая начальную расстройку синхронизма между пучком и волной, причем максимальная эффективность достигается на границе зоны самовозбуждения [8, 9]. Однако увеличение расстройки ведет к уменьшению временного инкремента и росту времени установления колебаний. Это может являться ограничивающим фактором для генераторов на основе сильноточных пучков наносекундных длительностей. Если расстройку для рабочей моды увеличить еще больше, то генератор из шумового уровня не запускается совсем. Тем не менее при определенных условиях для таких расстроек можно получить стационарные колебания с достаточно высокой эффективностью путем введения в генератор сравнительно большого начального (затраховочного) сигнала.

Если в спектре собственных колебаний электродинамической структуры генератора наряду с рабочей модой имеется еще одна мода с несколько большей частотой (для нормальной дисперсии), то эта мода может быть использована для более эффективного возбуждения генератора.

Пусть начальные условия таковы, что расстройка синхронизма для рабочей моды слишком велика, так что эта мода не может быть возбуждена пучком из шумового уровня сигнала. В то же время расстройка для второй моды за счет частотного сдвига довольно мала, и устанавливается квазистационарная генерация за короткое время (т.е. с большим инкрементом) и с умеренной эффективностью на этой моде. Назовем ее стартерной модой.

Для электронов, влетающих в область взаимодействия в течение этой квазистационарной фазы процесса, величина электромагнитного поля превышает шумовой уровень на несколько порядков. В этом поле средняя энергия и продольная скорость электронов падают, приводя к изменению расстройки синхронизма. Она становится благоприятной для рабочей моды. С возбуждением рабочей моды стартерная мода подавляется, и устанавливается одномодовый режим генерации на рабочей частоте. Таким образом, максимальная эффективность извлечения энергии из электронного пучка оказывается большей, чем для одночастотного генератора.

Режим стартерной моды является, по существу, режимом "жесткого возбуждения" для рабочей моды. В данной работе приводятся результаты моделирования, иллюстрирующие данный сценарий в лазере на свободных электронах (МСЭ).

## 2. Модель МСЭ

Для моделирования динамики электронного пучка и процессов генерации СВЧ-излучения в МСЭ использовалась модель связанных волн [1]. Обратная волна является несинхронной по отношению к электронному пучку, так что взаимодействием между ними можно пренебречь. Считая, что проскальзывание электронного пучка относительно прямой волны на протяжении области взаимодействия мало, исполь-

зуюм следующие уравнения:

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right) \dot{A}_+ + i\alpha(Z)\dot{A}_- = C^3 J, \quad (1)$$

$$\left(-\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right) \dot{A}_- + i\alpha(Z)\dot{A}_+ = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial Z} = \frac{\alpha_w \operatorname{Re}(\dot{A}_+ e^{i\theta})}{\sqrt{\gamma^2 - 1} - \alpha_g}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial Z} = G + \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \left(1 + \frac{\alpha_w^2}{2(\sqrt{\gamma^2 - 1} - \alpha_g)^2} - \frac{\alpha_w \operatorname{Im}(\dot{A}_+ e^{i\theta})}{(\sqrt{\gamma^2 - 1} - \alpha_g)^2}\right) \quad (4)$$

с начальными и граничными условиями, подобными [8]. Здесь  $\dot{A}_+$ ,  $\dot{A}_-$  — безразмерные амплитуды прямой и обратной волн, а  $\alpha(Z)$  — коэффициент связи между ними. Величина  $J = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\beta_{\parallel}}{\beta_{\perp}} e^{-i\theta} d\theta_0$  есть нормированная амплитуда электронного тока.  $C$  — параметр усиления [8],  $\beta_{\parallel}$  и  $\beta_{\perp}$  — соответственно продольная и поперечная скорости электронов. Система уравнений записана в предположении  $\beta_{\perp} \ll \beta_{\parallel}$ . Безразмерные продольная координата и время выражаются соотношениями  $Z = z\omega_0/c$ ,  $\tau = \omega_0 t$ , а  $\alpha_{w,g} = (cH_{w,g})/(h_w mc^2)$  — амплитуды магнитного поля вигглера и ведущего поля соответственно. Волновое число вигглера  $h_w = 2\pi/d_w$ , а  $G = -c(h_{wg} + h_w)/\omega_0$  — геометрический фактор "вигглер-частота" ( $h_{wg}$  — продольное волновое число данной моды волновода).

Для иллюстрации режима стартерной моды рассмотрим простую модель МСЭ с брэгговским резонатором, состоящим из отрезка гофрированного волновода (рис. 1). Неглубокая гофрировка обеспечивает распределенную обратную связь между прямой и обратной волнами [6, 7]. В таком резонаторе спектр собственных колебаний включает лишь две основные моды, расположенные по краям зоны эффективного брэгговского отражения [1]. Эти моды имеют примерно равные добротности.

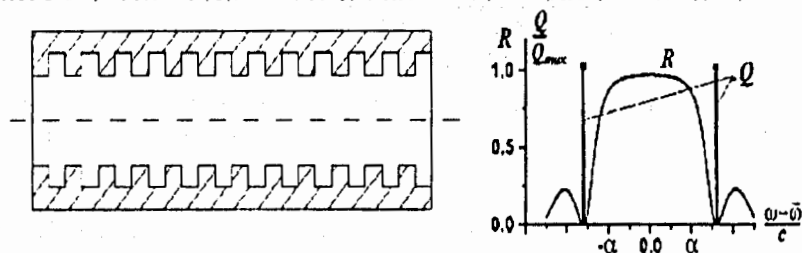


Рис. 1. Схема однородного брэгговского резонатора, частотная зависимость коэффициента отражения  $R$  и положение мод с наибольшей добротностью в таком резонаторе

### 3. Результаты моделирования

Параметры, выбранные нами для моделирования, соответствуют условиям экспериментов, выполненных в ОИЯИ на базе линейного ускорителя ЛИН-3000 (энер-

гия электронного пучка 0,8 МэВ, электронный ток 200 А). В моделировании принята схема МСЭ с обратным ведущим магнитным полем. Период вигглера — 6 см, диаметр волновода брэгговского резонатора — 2 см. Центр полосы брэгговского отражения резонатора соответствовал частоте  $f_0 = \omega_0/2\pi \approx 30$  ГГц. Геометрия резонатора и характеристики пучка определили следующие параметры: длина резонатора — 350 (в безразмерных единицах),  $\gamma_0 = 2,6$ ,  $C^3 = 0,0003$ ,  $\alpha = 0,02$  (что соответствует коэффициенту связи между волнами  $\sim 0,12$  см<sup>-1</sup>),  $\alpha_g = -1,2$  (т.е. ведущее поле  $H_0 \approx -2$  кЭ).

На рис. 2 представлена зависимость электронной эффективности от амплитуды магнитного поля вигглера, рассчитанная для вышеприведенных параметров. Изменяя поле вигглера, мы варьировали начальную расстройку синхронизма между пучком и волной. Кружками отмечена область резкого повышения эффективности генератора, где реализуется режим стартерной моды. По обе стороны от этой области генератор работает в чисто одномодовых режимах: слева — на высокочастотной (ВЧ) моде, а справа — на низкочастотной (НЧ). Эти области обозначены квадратами и треугольниками соответственно. Важно отметить, что высокие значения КПД в центральной области нельзя объяснить лишь изменением поля вигглера.

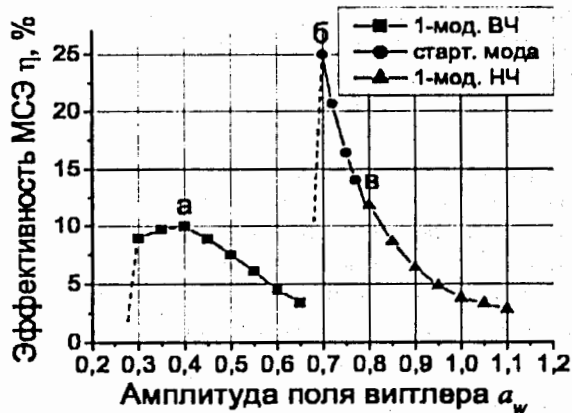


Рис. 2. Расчетная зависимость эффективности МСЭ от безразмерной амплитуды поля вигглера  $\alpha_w$  для параметров, близких к условиям экспериментов на ЛИН-3000

На рис. 3 представлены временные зависимости электронной эффективности и спектрального состава СВЧ-излучения для трех различных значений магнитного поля вигглера, отмеченных на рис. 2 (точки а, б, в). Спектральные характеристики приведены в единицах относительного сдвига от брэгговской частоты:  $\delta = 2(\omega - \omega_0)/\omega_0$ . Для режима, приведенного на рис. 3а (поле вигглера  $\alpha_w = 0,4$ , т.е.  $H_w \approx 0,7$  кЭ), в пределах частотной полосы усиления генератора расположена только ВЧ собственная мода. НЧ-мода находится вне этой зоны и не возбуждается в этом случае. В результате имеет место одномодовая генерация на верхней частоте. Напротив, в режиме рис. 3в ( $\alpha_w = 0,8$ , т.е.  $H_w \approx 1,4$  кЭ) условия синхронизма обуславливают одномодовую генерацию на нижней частоте. Рис. 3б соответствует пику в точке "б".

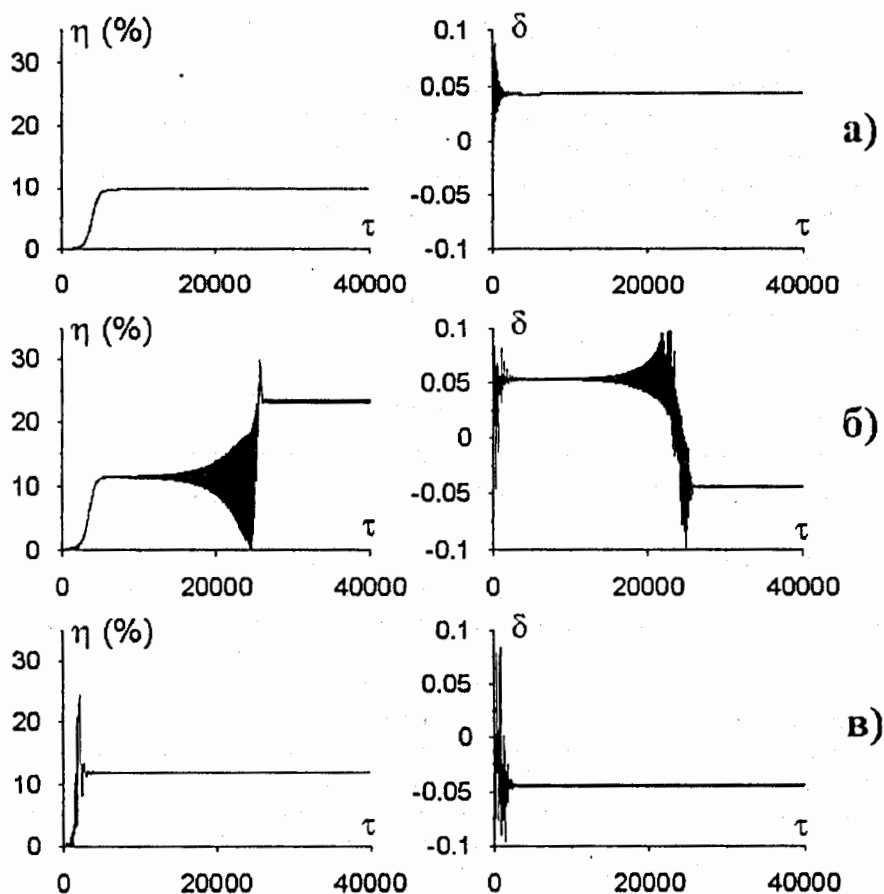


Рис. 3. Временные зависимости эффективности (слева) и мгновенного спектра выходного излучения (справа) для различных значений магнитного поля вигглера: а)  $\alpha_w = 0.4$ , одномодовая генерация на верхней частоте; б)  $\alpha_w = 0.7$ , ВЧ-мода — стартерная для НЧ-моды; в)  $\alpha_w = 0.8$ , одномодовая генерация на нижней частоте

Режим стартерной моды возникает при промежуточных значениях поля вигглера, когда расстройка синхронизма для НЧ-моды оказывается близкой к границе частотной полосы усиления генератора. В этом случае величина расстройки для НЧ-моды велика, и в спектре излучения на начальной стадии генерации присутствует только ВЧ-мода (см. частотный график на рис. 36). Однако с ростом электромагнитного поля в резонаторе условия синхронизма становятся благоприятными для возбуждения НЧ-моды. Далее механизм нелинейной конкуренции мод приводит к полному подавлению стартерной ВЧ-моды. В результате устанавливается стабильный режим колебаний на НЧ-моды. Максимальный электронный КПД, достигаемый в режиме стартерной моды (рис. 36,  $\alpha_w = 0.7$ ), примерно вдвое выше по сравнению с режимами одномодового возбуждения.

Для выяснения механизма увеличения эффективности генератора рассмотрим режим с большой начальной амплитудой поля в резонаторе. Пусть развитие генерации начинается с сигнала, сравнимого с величиной стационарного уровня генерации, причем все остальные параметры остаются теми же, что и для случая рис. 3б. Численное моделирование показывает (см. рис. 4), что и в этом случае возникает одномодовая генерация на нижней частоте, и конечная эффективность в стационарном режиме такая же, как и в режиме со стартерной модой.

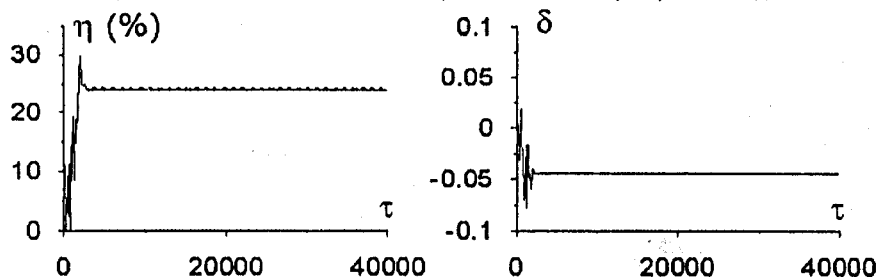


Рис. 4. Временные зависимости КПД и мгновенного спектра выходного излучения в режиме жесткого возбуждения с начальным сигналом большой амплитуды, введенным в резонатор. Все прочие параметры те же, что и для случая рис. 3б

Таким образом, повышение эффективности МСЭ-генератора обусловлено использованием пучков с большими расстройками синхронизма, вместе с реализацией условий запуска генератора при этих расстройках, благодаря возникновению в резонаторе электромагнитных полей большой амплитуды в течение первой стадии переходного процесса. То есть стартерную моду можно рассматривать как способ реализации сигнала большой амплитуды, способствующего возбуждению рабочей ПЧ-моды в режиме "жесткого" возбуждения.

#### 4. Обсуждение

Показано, что режим стартерной моды может значительно повысить эффективность МСЭ-генератора. Для этого был использован брэгговский резонатор с двумя близкими собственными частотами. Важно заметить, что эффект не связан с особенностями выбранной схемы обратной связи, а при определенных условиях может быть получен для резонаторов различных типов. В частности, в [3] описан эффект распадной неустойчивости моды со средней частотой в трехчастотном МСЭ-генераторе, приводящий к одночастотному колебанию на низкочастотной моде при увеличении эффективности.

Заметим, что рассмотренная схема резонатора обладает недостатком: половина излучаемой СВЧ-мощности теряется в обратном (по отношению к распространению электронного пучка) направлении (в связи с симметрией резонатора) и, таким образом, не может быть непосредственно использована. Поэтому представляется привлекательным создание специального комбинированного брэгговского резонатора. В качестве примера такого комбинированного резонатора можно рассматри-



вать схему, составленную из двух брэгговских резонаторов с несколько отличными периодами гофрировки и несколько смещенными спектрами собственных мод. Первый резонатор следует использовать для возбуждения стартерной моды, тогда как второй резонатор, колебания в котором возбуждаются благодаря стартерной моде, обеспечивал бы высокий электронный КПД. Для второго резонатора уместно применить несимметричную схему со скачком фазы гофрировки, которая может обеспечить стабильную одномодовую одночастотную генерацию с высоким уровнем эффективности [7].

## Литература

1. Моисеев М.А., Пущинович Г.С. — Известия вузов, сер.Радиофизика, 1974, том XVII N 11, с.1709.
2. Петелин М.И. — В книге: Гиротрон. Ред. А.В. Гапонов-Грехов, ИПФ АН СССР, Горький, 1981, с.77.
3. Гинзбург Н.С., Ковалев Н.Ф., Петелин М.И. — В книге: Генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках, под ред. В.М. Лопухина, Москва, Изд-во МГУ, 1987, с.142.
4. Bratman V.L., Denisov G.G., Ginzburg N.S. and Petelin M.I. — IEEE J. of Quant. Electr., 1983, v.QE-19 no.3, p.282.
5. Chu T.S., Hartemann F.V., Danly B.G., Temkin R.J. --- Phys. Rev. Lett., 1994, v.72 no.15, p.2391.
6. Kaminsky A.K., Ginzburg N.S., Kaminsky A.A., Peskov N.Yu., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Sergeev A.S. — Nucl. Instr. and Methods, 1998, v.A407, p.167.
7. Ginzburg N.S., Kaminsky A.A., Kaminsky A.K., Peskov N.Yu., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Sergeev A.S. --- Phys. Rev. Letters, 2000, v.84, p.3574.
8. Bratman V.L., Ginzburg N.S., Petelin M.I., --- Optics Commun., 1979, v.30 no.3, p.409.
9. Roberson C.W., Sprangle P. — Phys.Fluids B, 1989, v.1 no.1, p.3.
10. Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Peskov N.Yu., Robb G.R.M. and Phelps A.D.R. — IEEE Trans. on Plasma Sci., 1996, v.24 no.3, p.770.
11. Freund H.P., Jounston S., Sprangle P. - IEEE J. of Quant. Electr., 1983, v.QE-19, p.322.
12. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu. -- Журнал технической физики, 1988, том 58, с.859.

## ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПРЕЦИЗИОННОЙ ПЕРЕСТРОЙКЕ ЧАСТОТЫ В МСЭ-ГЕНЕРАТОРЕ С БРЭГГОВСКИМ РЕЗОНАТОРОМ\*

*А.В. Елзов, В.И. Казача, А.К. Каминский, Э.А. Перельштейн,  
С.Н. Седых, А.П. Сергеев*  
Объединенный институт ядерных исследований. Дубна

*Н.С. Гинзбург, Н.И. Зайцев, Е.В. Иляков, И.С. Кулагин,  
Н.Ю. Песков, А.С. Сергеев*  
Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Осуществлена прецизионная перестройка частоты в МСЭ-генераторе с брэгговским резонатором за счет изменения скачка фазы гофрировки между зеркалами. В работе представлены новые экспериментальные результаты, полученные с использованием узкополосного волноводного фильтра и гетеродинного метода для спектральных измерений. МСЭ-генератор, работающий на частотах около 30 ГГц, перестраивался в диапазоне частот в 6% с точностью около 0.2%. Во всех режимах ширина спектра излучения не превышала 0.1%, а КПД генератора оставался примерно постоянным. Зависимость рабочей частоты генератора от величины скачка фазы гофрировки хорошо согласуется с результатами численного моделирования.

### Experiments on Precise Frequency Tuning in FEM Oscillator with Bragg Resonator

*A. V. Elzhov et al.*

Precise frequency tuning in JINR-IAP FEM oscillator based on Bragg resonator was achieved by changing the value of the shift of corrugation phase shift between the reflectors. This report presents new experimental results obtained using a tunable band-pass waveguide filter as well as a heterodyne technique to measure the spectrum. The 30 GHz FEM oscillator was tuned in a frequency range of 6% with a precision of about 0.2%. In all regimes the radiation spectrum width didn't exceed 0.1%, the oscillator efficiency was approximately constant. The dependence of the operating frequency on the value of the corrugation phase shift is in good agreement with previous simulation results.

---

\*Работа поддержана грантами РФФИ NN 00-02-17519, 00-02-17232, 01-02-06249, а также частично грантом ИИТАС N 97-32041.

## 1. Введение

В последние годы в ОИЯИ совместно с сотрудниками ИПФ РАН разрабатывается брэгговский МСЭ-генератор с обратным ведущим магнитным полем [1, 2]. Исследования направлены на создание мощных импульсных источников миллиметрового излучения для испытаний высокоградиентных ускоряющих структур для будущих линейных коллайдеров [3]. Такие источники должны давать высокую выходную мощность в узком спектральном интервале (например,  $\sim 0,3\%$  для проекта CLIC), что необходимо для высокодобротных структур. Кроме того, частота источника должна соответствовать рабочей частоте ускоряющей структуры с высокой точностью, не меньшей ширины спектра излучения. Таким образом, необходимо обеспечить возможность прецизионной перестройки частоты источника.

В МСЭ-генераторе ОИЯИ-ИПФ используется брэгговский резонатор со скачком фазы гофрировки между брэгговскими зеркалами. Такой тип резонатора был предложен в [4, 5], а позднее его модификация (несимметричной конфигурации) исследовалась экспериментально в МСЭ-генераторе [2]. Преимуществом резонатора такого типа является высокая электродинамическая селективность, которая обеспечивает стабильный одномодовый режим работы МСЭ при высокой эффективности. В этом резонаторе существует лишь одна собственная мода в брэгговской полосе отражения. Для величин скачка фазы, близких к  $\pi$ , добротность этой основной моды значительно превышает добротности других мод, расположенных за полосой отражения [5]. Кроме того, такой резонатор позволяет перестраивать рабочую частоту генератора [5, 6].

Прецизионная перестройка рабочей частоты МСЭ-генератора с брэгговским резонатором становится возможной благодаря тому, что изменение геометрии резонатора в масштабе одного периода гофрировки обеспечивает смещение частоты в достаточно узком диапазоне. Он соответствует брэгговской полосе отражения и составляет лишь единицы процентов. Данная работа посвящена экспериментальному изучению прецизионной перестройки частоты в МСЭ-генераторе ОИЯИ-ИПФ.

## 2. Прецизионная перестройка частоты в МСЭ-генераторе

Для скачка фазы гофрировки между зеркалами брэгговского резонатора, равного  $\pi$ , собственная мода находится в центре брэгговской полосы отражения. Ширина этой полосы пропорциональна коэффициенту связи между прямой и обратной волнами для данной брэгговской структуры [5]. При изменении скачка фазы от  $\pi$  до  $2\pi$  (или до нуля) частота основной моды смещается к нижнему (или соответственно верхнему) краю полосы отражения. Если величина скачка фазы не слишком близка к предельным значениям (0 или  $2\pi$ ), то в полосе отражения существует единственная высокодобротная мода. Таким образом, высокоселективные свойства резонатора сохраняются в большей части полосы отражения. В пределах этой полосы возможна перестройка частоты генерации посредством изменения скачка фазы гофрировки между брэгговскими структурами.

Особенности частотной перестройки в МСЭ-генераторе с брэгговским резонатором со скачком фазы гофрировки были исследованы численным моделированием.

Расчеты проводились в рамках одномерной нестационарной модели, описанной в [7]. Параметры для моделирования были выбраны в соответствии с условиями новых экспериментов на базе ускорителя ЛИУ-3000 (см. раздел 3). Результаты расчетов по развитию генерации в брэгговском МСЭ для трех различных значений скачка фазы гофрировки между брэгговскими зеркалами:  $\pi$ ,  $\pi/2$  и  $3\pi/2$  - представлены на рис. 1а-в соответственно. Видно, что для оптимальных параметров МСЭ возможна перестройка частоты в широком диапазоне частот (около 6%), причем эффективность слабо зависит от величины фазового скачка (ср. рис. 1а-в).

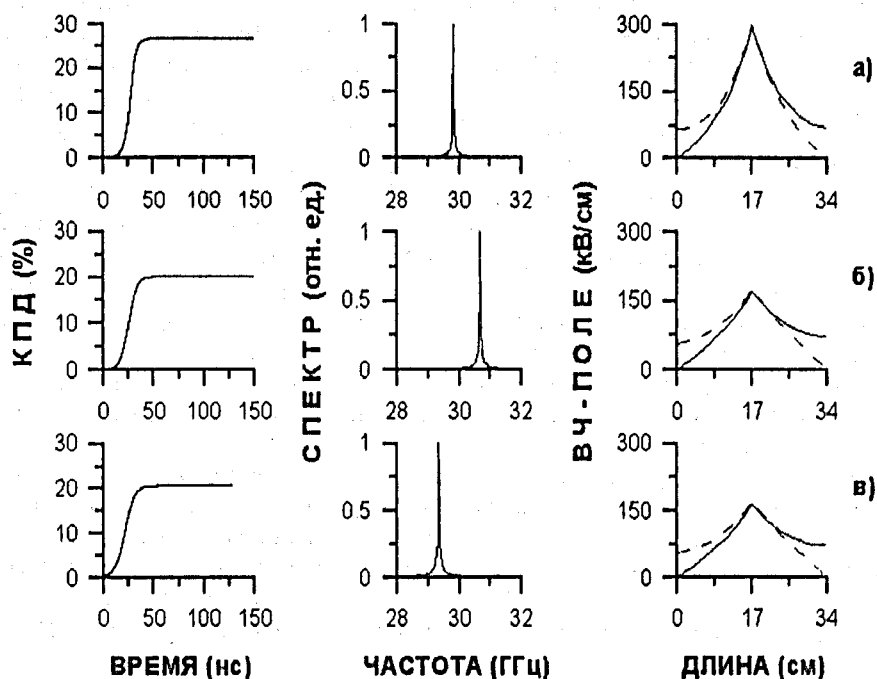


Рис. 1. Численное моделирование развития генерации в МСЭ с брэгговским резонатором для различных значений фазового скачка между отражателями: а)  $\Delta\varphi = \pi$ , б)  $\Delta\varphi = \pi/2$ , в)  $\Delta\varphi = 3\pi/2$ . Временные зависимости эффективности (слева) и спектра излучения (в центре). Справа - распределения продольных компонент напряженности полей прямой и обратной волн в стационарном режиме (сплошная и штриховая линии соответственно). Энергия пучка  $E_{beam} = 0,8$  МэВ, электронный ток  $I_{beam} = 170$  А, длины брэгговских отражателей  $l_{Br1} = l_{Br2} = 17$  см, глубина гофрировки  $a_1 = 0,5$  мм. Магнитные поля МСЭ оптимизированы для каждой величины фазового скачка

### 3. Экспериментальные результаты

МСЭ-генератор с брэгговским резонатором экспериментально исследуется в ОИЯИ на базе линейного ускорителя ЛИУ-3000 (энергия электронного пучка 0,8 МэВ,

электронный ток 200 А, длительность импульса около 250 нс). Используется схема МСЭ с обратным ведущим магнитным полем.

Первые эксперименты по прецизионной перестройке частоты в брэгговском МСЭ были представлены в [8]. Было показано, что измеренные значения центральной частоты генератора и частотного смещения совпали с результатами моделирования с удовлетворительной точностью. Однако спектральные распределения, полученные в эксперименте, оказались слишком широкими из-за довольно низкой точности измерений при использовании резонансных фильтров. Это было обусловлено в основном эпизодическими пробоями в схеме детектора СВЧ-мощности (ВЧ-импульсы измерялись на киловаттном уровне мощности).

С учетом этого схема измерений частоты и спектра выходного излучения была усовершенствована. СВЧ-сигнал с приемного рупора транспортировался по волноводному тракту на расстояние  $\sim 30$  м в измерительную комнату и ослаблялся до милливаттного уровня.

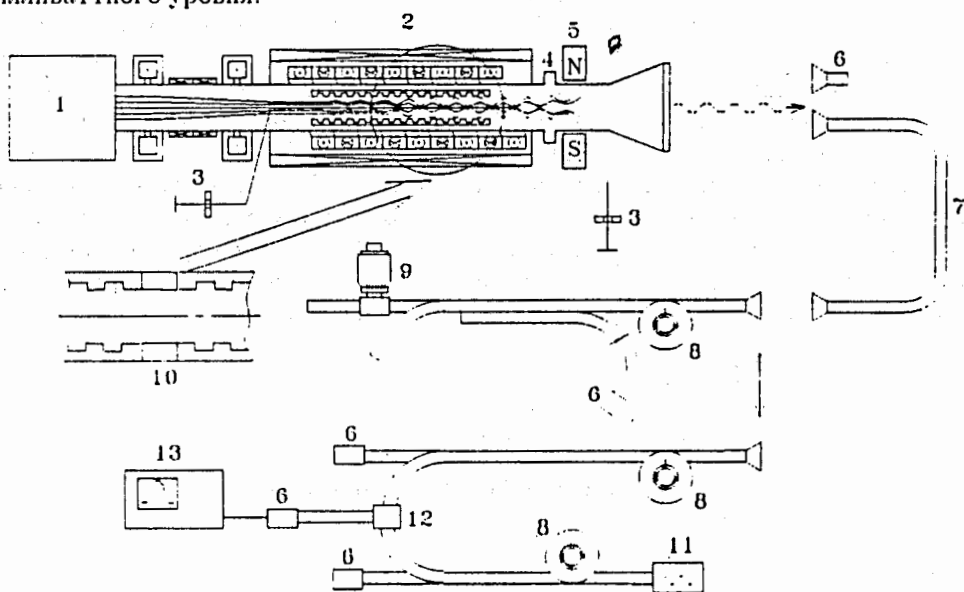


Рис. 2. Схема эксперимента: 1) ускоритель ЛПУ-3000 – инжектор электронного пучка; 2) МСЭ-генератор; 3) пояс Роговского; 4) изолятор; 5) отклоняющий магнит; 6) кристаллический детектор СВЧ-мощности; 7) волноводный тракт транспортировки волны; 8) аттенуатор; 9) волномер с прецизионной перестройкой резонансной частоты; 10) кольцо-вставка между брэгговскими зеркалами; 11) задающий генератор; 12) СВЧ-смеситель; 13) цифровой осциллограф

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2. Электронный пучок инжектировался из ускорителя (1) с циклическостью 0,5 Гц в МСЭ-генератор (2). МСЭ включал в себя волновод, соленоид, вигглер с периодом 6 см, создающий поперечное магнитное поле с круговой поляризацией, и брэгговский резонатор. Резонатор был составлен из двух брэгговских зеркал с прямоугольной гофрировкой

внутренней поверхности. Период гофрировки составлял  $d = 5,64$  см, а ее глубина равнялась 0,5 мм. Такая гофрировка обеспечивала селективную обратную связь в диапазоне рабочих частот около 30 ГГц между рабочей модой  $H_{11}$  и модой обратной волны  $E_{11}$  (моды цилиндрического волновода). Перестройка рабочей частоты осуществлялась с помощью поочередной вставки между зеркалами коротких участков гладкого волновода (колец) различной длины [6]. Для кольца-вставки (10) длиной  $l$  величина скачка фазы гофрировки равна  $\Delta\varphi = 2\pi l/d$ .

После области взаимодействия электронный пучок высаживался на стенку волновода под действием поперечного магнитного поля постоянного магнита (5). Ток пучка измерялся поясами Роговского (3) на входе и на выходе волновода МСЭ. Временной профиль и величина СВЧ-мощности измерялись калиброванными полупроводниковыми кристаллическими детекторами (6).

Измерения частоты излучения и спектра проводились после транспортировки волны через канал (7) с использованием перестраиваемого узкополосного волноводного фильтра (9) и гетеродина (11,12). Точность измерений частоты с помощью перестраиваемого фильтра составляла около 0,1%. Для получения спектра СВЧ-импульса необходимо было выполнить несколько измерений при различных значениях резонансной частоты фильтра. В отличие от этого, гетеродинный метод позволяет измерить спектр одиночного импульса и в то же время практически снимает ограничение на ширину измеряемого спектра. Погрешность гетеродинных измерений частоты определялась стабильностью частоты задающего генератора, составлявшей примерно 1%. Таким образом, комбинируя оба метода измерений, мы могли определить абсолютное значение рабочей частоты МСЭ и зарегистрировать форму спектра СВЧ-импульса с точностью около 0,1%.

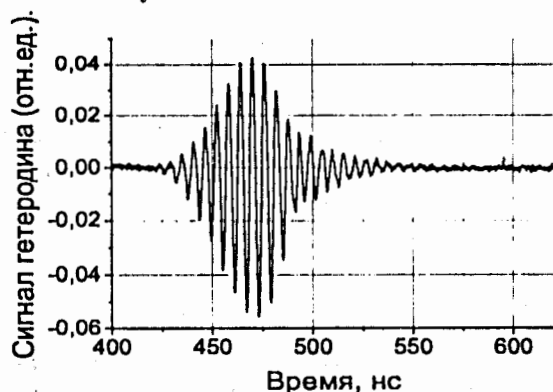


Рис. 3. Типичная временная зависимость выходного сигнала гетеродинного измерителя

Типичная временная зависимость сигнала с гетеродинного смесителя приведена на рис. 3. На рис. 4 показан измеренный спектр СВЧ-сигнала при величине скачка фазы гофрировки  $\Delta\varphi = \pi$ . Значение рабочей частоты МСЭ-генератора в этом случае оказалось равным 29,98 ГГц. Это хорошо согласуется с величиной, измеренной с помощью резонансного фильтра. Из рис. 4 видно, что ширина спектра на подвысоте оказалась около 30 МГц (около 0,1%), что близко к разрешающей спек-

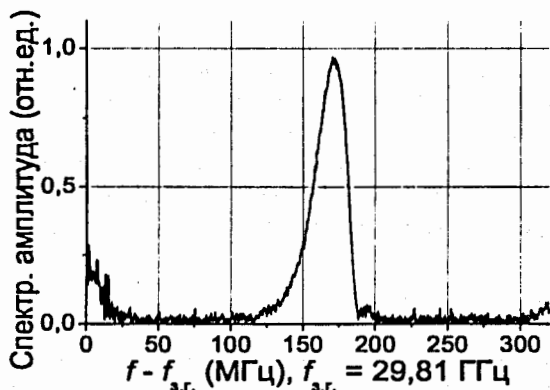


Рис. 4. Спектр СВЧ-импульса, полученный гетеродинным методом ( $f_{с.г.}$  – частота задающего генератора)

тральной способности фильтра. Измеренная ширина спектра удовлетворяет оценке  $\Delta f/f_0 \approx Q^{-1}$ , где  $Q$  – добротность резонатора, в нашем случае составляющая около  $10^3$ .

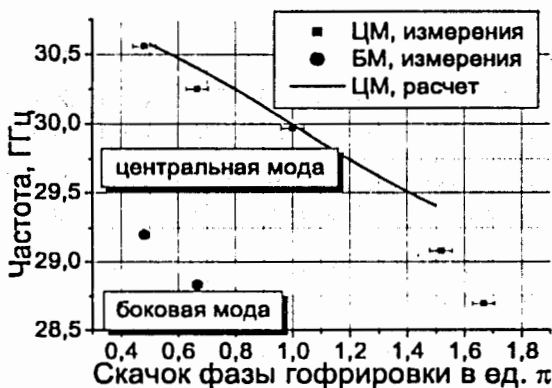


Рис. 5. Зависимость рабочей частоты МСЭ-генератора от величины скачка фазы гофрировки между брэгговскими зеркалами

Были измерены зависимости частот центральной и нижней боковой мод генератора от величины скачка фазы между зеркалами брэгговского резонатора. ("Боковые" собственные моды генератора [6] для значений фазового скачка, значительно отклоняющихся от  $\pi$ , можно также возбудить при соответствующих начальных расстройках синхронизма – т.е. при соответствующих полях вигглера и соленоида).

Результаты измерений показаны соответственно квадратами и кружками на рис. 5. Ошибки измерений определялись главным образом механическими допусками в изготовлении и установке колец-вставок. Измеренный характер зависимости  $f(\Delta\varphi)$  близок к линейному, что хорошо соответствует проведенным ранее вычислениям и предварительным экспериментальным результатам [8]. Сплошная линия на этом рисунке иллюстрирует эту же зависимость для центральной моды, полученную

из численного моделирования данного эксперимента. Видно удовлетворительное согласие между расчетными и экспериментальными результатами. Диапазон перестройки частоты достигает 6%, что перекрывает большую часть полосы отражения резонатора. Мы оцениваем точность изготовления и установки колец-вставок в 0,1 мм. Тогда из простой оценки следует, что реализованная схема МСЭ-генератора позволяет обеспечить соответствие рабочей частоты СВЧ-излучения требуемому значению (частоте ускоряющей структуры) с погрешностью не хуже 0,2%.

#### 4. Заключение

Экспериментально показано, что МСЭ с брэгговским резонатором со скачком фазы гофрировки может работать на частотах  $\sim 30$  ГГц в одномодовом режиме в диапазоне перестройки частот до 6%. Сочетание обоих методов обеспечило точность измерений на уровне  $\sim 0,1\%$ . Ширина спектра выходного излучения составила около 30 МГц (т.е. 0,1%). Обеспечена возможность получения СВЧ-излучения на заданной частоте с погрешностью  $\sim 0,2\%$ . Спектр измерялся с помощью перестраиваемого резонансного волноводного фильтра и метода гетеродинного смесителя.

#### Литература

1. Kaminsky A.K., Ginzburg N.S., Kaminsky A.A., Peskov N.Yu., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Sergeev A.S. — Nucl. Instr. and Methods, 1998, v.A407, p.167.
2. Ginzburg N.S., Kaminsky A.A., Kaminsky A.K., Peskov N.Yu., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Sergeev A.S. — Phys. Rev. Letters, 2000, v.84, p.3574.
3. Delahaye J.-P. et al. CLIC, a 0.5 to 5 TeV  $e^\pm$  Compact Linear Collider. — Proc. of 6th EPAC, Stockholm, 1998, p.58.
4. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Резников М.Г. — Резонатор: Авт. свид. СССР 720592, 1980, бюлл.9.
5. Bratman V.L., Denisov G.G., Ginzburg N.S. and Petelin M.I. — IEEE J. of Quant. Electr., 1983, v.QE-19 no.3, p.282.
6. Goldenberg C.A., Ginzburg N.S., Kaminsky A.K., Peskov N.Yu., Sedykh S.N., Sergeev A.P. — Nucl. Instr. and Methods, 2000, v.A445, p.257.
7. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Phelps A.D.R., Robb G.R.M., Sergeev A.S. — IEEE Trans. on Plasma Sci., 1996, v.24, p.770.
8. Kaminsky A.K., Elzhov A.V., Ivanov I.N., Kazacha V.I., Kosukhin V.V., Perelstein E.A., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Denisov G.G., Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Laziev E.M., Proc. of 7th EPAC, Vienna, 2000, p.2075.



# SYNCHROTRON RADIATION AT ARBITRARY DISTANCES\*

*G.N. Afanasiev, V.M. Shilov, and V.P. Permiakov*

*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna*

We study the properties of the synchrotron radiation in vacuum. The behaviour of time averaged radial, azimuthal and polar components of the radiated energy flux is investigated for different velocities of a moving charge and at different observation distances from a charge orbit (both outside and inside it). Analytic formulae are found for the instantaneous position of the radiation intensity maxima and minima at the fixed moment of the laboratory time. They generalize the famous Schwinger formula for arbitrary velocities and distances.

## Синхротронное излучение на произвольных расстояниях

*Г.Н. Афанасьев, В.М. Шилов и В.П. Пермяков*

Изучаются свойства синхротронного излучения в вакууме. Исследуется поведение усредненных по времени радиальных, азимутальных и полярных компонент потока излучаемой энергии при различных скоростях движущегося заряда и при различных наблюдаемых расстояниях (как вне орбиты, так и внутри ее). Получены аналитические формулы, описывающие положения максимумов и минимумов излучения при фиксированных моментах времени в лабораторной системе отсчета. Они обобщают известную формулу Швингера на произвольные скорости и расстояния.

### 1. Introduction

Probably, Schott was the first who extensively studied the synchrotron motion (SM). His findings were summarized in the treatise *Electromagnetic Radiation* ([1]). Schott studied the radial energy flux and obtained useful analytic formulae describing synchrotron radiation (SR).

The polarization and quantum aspects of SR were studied by the Moscow University school ([2-6]). In all these references only the radial component of the energy flux survived at large observation distances.

In 1949, Schwinger obtained a new solution corresponding to the narrow beam emitted along the direction of a charge motion [7]. The question arises how to reconcile the Schwinger solution with those investigated in [1-6].

\*Physica Scripta Vol.65, 145-154, 2002.

SM in terms of the retardation time method was considered in [8]. The main emphasis was made in [8] on the SM in medium with the velocity  $v$  greater than the light velocity in medium  $c_n$  for which both analytical and numerical results were presented. Only few numerical results were presented in [8] for  $v < c_n$ . The reason for this was that we naively supposed that the SM in vacuum was known in great detail. Our searches in the recent physical literature [5, 6, 9-13] showed that the  $v < c_n$  case of the SM (including that of in vacuum) is far from being exhausted. The formulae obtained by Schott and Schwinger were valid at the distances  $r$  much larger than the radius  $a$  of a charge orbit.

In modern electron and proton accelerators this radius reaches few hundred meters and few kilometers, resp. This means that large observation distances are unachievable in experiments performed on modern accelerators and the formulae describing the radiation intensity on moderate distances and near the charge orbit are needed. Formerly, time-averaged radiation intensities in the near zone were studied in Refs. [9-11]. However, their consideration was based on the expansion of field strengths in powers  $a/r$ . The convergence of this expansion is rather poor in the neighbourhood of a charge orbit.

The main goal of the present consideration is to apply analytical methods developed in [8] to the consideration of time averaged and instantaneous intensities of SR in vacuum. The essence of these methods is in solving of the transcendental equation relative proper time of a moving charge. This allows us to find electromagnetic field (EMF) and intensities of SR at arbitrary distances.

SR has numerous applications in nuclear physics (nuclear reactions with  $\gamma$  quanta), solid state physics (see, e.g., [14]), astronomy ([15, 16]), etc. There are monographies and special issues of journals devoted to application of SR [17-19].

The plan of our exposition is as follows. In section 2, we present the main formulae describing EMF of SM. In section 3, we evaluate the electromagnetic energy fluxes radiated for the period of charge motion in three mutually orthogonal directions (radial, azimuthal and polar) on the observation spheres with radii greater and smaller than the radius of the observation sphere. Section 4 is devoted to the investigation of the instantaneous radiation. It is shown that it has a more complicated structure than it was known up to now. The new formula for the intensity radiation generalizing Schwinger's one for arbitrary observation distances and velocities is obtained. The results of this section may be applied to astrophysical problems associated, e.g., with sunspots, Crab nebula, Jupiter's radiation belts, etc. [15,16].

## 2. Main formulae

SR is the radiation produced by an electron moving along the circumference. This motion is due to the uniform magnetic field perpendicular to the plane of orbit. The radiation energy losses are compensated by an azimuthal electric field. In this treatment, we consider electron motion as to be given and evaluate EMF arising from such a motion.

We begin with the well-known formulae describing EMF of an arbitrary moving charge [15, 20]

$$\vec{E} = e \frac{1}{(R - \vec{\beta}\vec{R})^3} [(1 - \beta^2)(\vec{R} - \vec{\beta}R) + \frac{1}{c}(\vec{R} \times ((\vec{R} - \vec{\beta}R) \times \vec{\beta}))], \quad \vec{H} = \frac{1}{R}(\vec{R} \times \vec{E}) \quad (2.1).$$

Here  $\vec{R} = \vec{r} - \vec{\xi}(t')$  is the vector going from the current charge position to the observation point.  $\vec{\beta} = \vec{v}(t')/c$ ,  $\vec{v}(t') = d\vec{\xi}(t')/dt'$ ,  $\dot{\vec{\beta}} = d\vec{\beta}(t')/dt'$ ,  $R = |\vec{R}|$ ,  $\vec{\xi}(t')$  is the charge trajectory equation (Fig. 1). All the quantities in the r.h.s. of (2.1) are taken at the fixed proper time moment  $t'$  of a moving charge related to the observation (laboratory) time  $t$  via

$$c(t - t') = R. \quad (2.2)$$

This equation may be rewritten in another form

$$\chi = \chi' + \frac{\beta}{\epsilon}(1 - \tilde{R}), \quad (2.3)$$

where  $\tilde{R} = (1 + \epsilon^2 - 2\epsilon \sin \theta \cos \chi')^{1/2}$ ,  $\chi = \phi - \omega t + \omega r/c$ ,  $\chi' = \phi - \omega t'$ ,  $\epsilon = a/r$ .

In the treated case, a charge moves along the circumference of the radius  $a$  lying in the  $z = 0$  plane:  $\xi_x = a \cos \omega t'$ ,  $\xi_y = a \sin \omega t'$ ,  $\xi_z = 0$  (Fig. 1). In a manifest form, the spherical components of  $\vec{E}$  look like

$$E_r = \frac{\epsilon}{ra} \tilde{E}_r, \quad E_\theta = \frac{\epsilon}{ra} \tilde{E}_\theta, \quad E_\phi = \frac{\epsilon}{ra} \tilde{E}_\phi, \quad (2.4)$$

where the dimensionless field strengths are

$$\tilde{E}_r = \frac{\epsilon}{Q^3} [1 - \beta \tilde{R} \sin \theta \sin \chi' - \beta^2 \sin^2 \theta \cos^2 \chi' - \epsilon(1 - \beta^2) \sin \theta \cos \chi'],$$

$$\tilde{E}_\theta = \frac{\cos \theta}{Q^3} [\beta^2 \cos \chi' - \epsilon \beta (\beta \sin \theta \cos^2 \chi' + \tilde{R} \sin \chi') - \epsilon^2 (1 - \beta^2) \cos \chi'],$$

$$\tilde{E}_\phi = \frac{1}{Q^3} [\beta^2 (\beta \tilde{R} \sin \theta - \sin \chi') - \beta \epsilon \cos \chi' (\tilde{R} - \beta \sin \theta \sin \chi') + \epsilon^2 (1 - \beta^2) \sin \chi'].$$

Here  $Q = \tilde{R} - \beta \sin \theta \sin \chi'$ ;  $r, \theta$  and  $\phi$  define the position of the observation point. The spherical components of the Poynting vector

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} (\vec{E} \times \vec{H}) = \frac{c}{4\pi R} [\tilde{R} \vec{E}^2 - \vec{E}(\vec{E} \tilde{R})]$$

are given by

$$S_r = \frac{c\epsilon^2}{4\pi r^2 a^2} \tilde{S}_r, \quad S_\theta = \frac{c\epsilon^2}{4\pi r^3 a} \tilde{S}_\theta, \quad S_\phi = \frac{c\epsilon^2}{4\pi r^3 a} \tilde{S}_\phi,$$

where  $\tilde{S}_r, \tilde{S}_\theta$  and  $\tilde{S}_\phi$  are the corresponding dimensionless components:

$$\tilde{S}_r = \frac{1 - \epsilon \sin \theta \cos \chi'}{\tilde{R}} \tilde{E}^2 - \tilde{E}_r \epsilon \frac{1 - \beta^2}{Q^2}, \quad \tilde{S}_\theta = -\frac{\cos \theta \cos \chi'}{\tilde{R}} \tilde{E}^2 - \tilde{E}_\theta \frac{1 - \beta^2}{Q^2},$$

$$\tilde{S}_\phi = \frac{\sin \chi'}{\tilde{R}} \tilde{E}^2 - \tilde{E}_\phi \frac{1 - \beta^2}{Q^2}. \quad (2.5)$$

When obtaining (2.5) it was taken into account that  $R_r = r - a \sin \theta \cos \chi'$ ,  $R_\theta = -a \cos \theta \cos \chi'$ ,  $R_\phi = a \sin \chi'$ ,  $\vec{E}\vec{R} = \epsilon(1 - \beta^2)r\vec{R}/Q^2$ . At large distances ( $r \gg a$ )

$$E_r \approx O(r^{-2}), \quad H_r \approx O(r^{-2}), \quad H_\phi = E_\theta = \frac{\epsilon\beta^2 \cos \theta \cos \chi'}{ra q^3},$$

$$E_\phi = -H_\theta = \frac{\epsilon\beta^2 \beta \sin \theta - \sin \chi'}{ra q^3}.$$

$$S_\theta = S_\phi \approx O(r^{-3}), \quad S_r = \frac{c}{4\pi}(E_\phi^2 + E_\theta^2) = \frac{c}{4\pi} \frac{\epsilon^2 \beta^4}{r^2 a^2 q^6} [\cos^2 \theta \cos^2 \chi' + (\beta \sin \theta - \sin \chi')^2]. \quad (2.6)$$

Here  $q = 1 - \beta \sin \theta \sin \chi'$ . Obviously,  $S_r d\sigma_r$ ,  $S_\theta d\sigma_\theta$  and  $S_\phi d\sigma_\phi$  are energies radiated per unit of laboratory time through the surface elements  $d\sigma_r = r^2 \sin \theta d\theta d\phi$ ,  $d\sigma_\theta = r \sin \theta dr d\phi$ ,  $d\sigma_\phi = r dr d\theta$  attached to the sphere of the radius  $r$  and oriented in radial, meridional and azimuthal directions, resp. Correspondingly,

$$\frac{d^3 \mathcal{E}}{\sin \theta d\theta d\phi dt} = r^2 S_r, \quad \frac{d^3 \mathcal{E}}{\sin \theta dr d\phi dt} = r S_\theta, \quad \frac{d^3 \mathcal{E}}{dr d\theta dt} = r S_\phi$$

are the energies per unit of laboratory time related to the rectangles with sides  $(d\theta, \sin \theta d\phi)$ ,  $(dr, \sin \theta d\phi)$  and  $(dr, d\theta)$ , resp.

### 3. Energy radiated for the period of motion

We are interested in energies flowing through the above surface elements for the period of charge motion.

$$\sigma_r = \frac{d^2 \mathcal{E}}{\sin \theta d\theta d\phi} = r^2 \int_0^T S_r dt, \quad \sigma_\theta = \frac{d^2 \mathcal{E}}{\sin \theta dr d\phi} = r \int_0^T S_\theta dt,$$

$$\sigma_\phi = \frac{d^2 \mathcal{E}}{dr d\theta} = r \int_0^T S_\phi dt, \quad T = 2\pi/\omega.$$

From (2.2) we find

$$dt = \frac{Q}{R} dt' = -\frac{Q}{R\omega} d\chi'.$$

Then,

$$\begin{aligned} \sigma_r &= \frac{d^2 \mathcal{E}}{\sin \theta d\theta d\phi} = \frac{\epsilon^2}{4\pi a \beta} \int_0^{2\pi} \dot{S}_r \frac{Q}{R} d\chi', & \sigma_\theta &= \frac{d^2 \mathcal{E}}{\sin \theta dr d\phi} = \frac{\epsilon^2}{4\pi r^2 \beta} \int_0^{2\pi} \dot{S}_\theta \frac{Q}{R} d\chi', \\ \sigma_\phi &= \frac{d^2 \mathcal{E}}{dr d\theta} = \frac{\epsilon^2}{4\pi \beta r^2} \int_0^{2\pi} \dot{S}_\phi \frac{Q}{R} d\chi'. \end{aligned} \quad (3.1)$$

The  $\sqrt{\phantom{x}}$  integration runs from 0 to  $2\pi$ . For large distances ( $\epsilon \rightarrow 0$ ) one gets

$$\sigma_\theta \rightarrow 0, \quad \sigma_\phi \rightarrow 0, \quad (3.2)$$

$$\sigma_r \rightarrow \frac{\epsilon^2 \beta^3}{4a} \frac{1}{(1 - \beta^2 \sin^2 \theta)^{5/2}} \left[ 2 + \beta^2 \sin^2 \theta - \sin^2 \theta \frac{1 - \beta^2}{1 - \beta^2 \sin^2 \theta} \left( 1 + \frac{1}{4} \beta^2 \sin^2 \theta \right) \right].$$

Equation (3.2) coincides with that given in [4].

The surface integral from the radial energy flux

$$\int \sigma_r d\Omega = \frac{4\pi \beta^3 \gamma^4}{3a}$$

coincides with the energy radiated by a moving charge for the time  $T = 2\pi/\omega$ .

It follows from (3.1) that  $\sigma_r$ ,  $\sigma_\theta$  and  $\sigma_\phi$  have different dimensions and, therefore, cannot be compared between themselves. To make this possible, we introduce dimensionless intensities

$$\tilde{\sigma}_r = \sigma_r / (c^2/a), \quad \tilde{\sigma}_\phi = \sigma_\phi / (c^2/a^2), \quad \tilde{\sigma}_\theta = \sigma_\theta / (c^2/a^2).$$

The radial energy flux  $\tilde{\sigma}_r$  emitted for the period of charge motion is shown in Fig. 2 as a function of a polar angle  $\theta$ . The calculations were made for the radii of observation sphere  $r$  larger (Fig. 2a) and smaller (Fig. 2b) than the charge orbit radius  $a$ . It is seen that with the rising of the observation sphere radius  $r$ ,  $\tilde{\sigma}_r$  reaches its asymptotic value (2.8) for  $\epsilon \approx 0.5$  (Fig. 2a). On the other hand, for  $r$  smaller than  $a$ ,  $\tilde{\sigma}_r$  falls very rapidly with decreasing of  $r$  (Fig. 2b). The increasing of the radial energy flux for in the neighbourhood of a charge orbit ( $\epsilon \rightarrow 1$ ) is due to the proximity of the observation point to a charge orbit. This fact was called in [10] the "focusing" effect.

The azimuthal energy flux  $\tilde{\sigma}_\phi$  emitted for the period of charge motion is shown in Fig. 3 as a function of the polar angle  $\theta$ . In accordance with Schwinger's results, it is large in the immediate neighbourhood of the charge trajectory ( $\epsilon = 0.99$  and  $\epsilon = 1.01$ ). For large observation distances it decreases like  $\epsilon^{-2}$ . On the observation spheres lying inside the charge orbit, the dependence  $\tilde{\sigma}_\phi$  is rather flat for  $\epsilon > 2$ .

The polar energy flux  $\tilde{\sigma}_\theta$  emitted for the period of charge motion is shown in Fig. 4 as a function of the polar angle  $\theta$ . Due to the presence of the factor  $\cos \theta$ ,  $\tilde{\sigma}_\theta$  exhibits characteristic oscillation in the neighbourhood  $\theta = \pi/2$ . It is easy to check that  $\int \sigma_\theta d\theta = 0$ . In general, polar intensities  $\tilde{\sigma}_\theta d\theta$  are much smaller than  $\tilde{\sigma}_\phi$  and  $\tilde{\sigma}_r$ .

Comparison of Figs. 2(a) and 3 demonstrates that the focusing effect is more pronounced for the energy flux in the azimuthal direction. This is essentially the Schwinger result according to which the charge moving with the velocity  $v \sim c$  radiates mainly in the direction of its motion. Figs. 2b and 3b demonstrate that focusing effect takes place also for  $r < a$ .

What is new in this section? The radial energy flux at arbitrary distances for  $r > a$  was studied formerly in Refs. [9-11, 16]. To our best knowledge, the energy fluxes in other directions and radial energy flux for  $r < a$  were never studied previously.

#### 4. Instantaneous distribution of synchrotron radiation

Up to now we have studied the space distribution of the energy radiated for the period of motion. Now we intend to study its instantaneous distribution in the laboratory reference frame at the given moment of laboratory time. Formerly, the instantaneous distribution of the radiated power at large distances was studied in the reference frame attached to a moving charge [21-24]. The instantaneous intensity in the radial direction was identified with  $S_r$  defined in (2.6). However, all quantities in this equation are referred to the fixed moment of the proper time  $t'$  of a moving charge (since  $\chi' = \phi - \omega t'$ ). Due to equation (2.2), different space points in  $S_r$  correspond to different moments of the laboratory time  $t$ . The physical meaning of this intensity is not very clear. We are interested in finding the intensity at the given moment of laboratory time. For this purpose, for a given moment of laboratory time  $t$ , we find  $t'$  from the equation (2.2) at the given space point  $x, y, z$ . Substituting thus obtained  $t'$  into the field strengths, we find EMF at the space point  $x, y, z$  at the given moment of laboratory time  $t$ . By changing  $x, y, z$ , we obtain space distribution of EMF at the given moment of laboratory time  $t$ . This is essentially the computing procedure used below.

##### 4.1. Infinitics of field strengths

At first we note that the denominators  $Q$  have zero only at  $\beta = 1, \theta = \pi/2, \cos \chi' = \epsilon$ . The corresponding value of  $\chi$  is equal to

$$\chi = \arccos \epsilon + (1 - \sqrt{1 - \epsilon^2})/\epsilon. \quad (4.1)$$

In particular, for large observation distances,  $\epsilon \approx 0, \chi' \approx \pi/2, \chi \approx \pi/2$ . In the neighbourhood of the charge orbit,  $\epsilon \approx 1, \chi' \approx 0, \chi \approx 1$ . For the intermediate distances ( $\epsilon = 0.5$ ), one gets  $\chi' = \pi/3, \chi = \pi/3 + 2(1 - \sqrt{0.75}) \approx 1.3$ . Thus, zeroes of  $Q$  fill the interval  $1 < \chi < \pi/2$ . Obviously, field strengths are infinite at those space points where  $Q$  vanishes. Physically, this may be understood in the framework of the Schwinger approach [7] according to which a charge moving along the circular trajectory with the velocity  $v \sim c$  radiates in the direction of its motion. The equation of this radiation line is

$$y - a \sin \omega t' = -\cot \omega t' (x - a \cos \omega t').$$

Or, in spherical coordinates

$$\cos(\phi - \omega t') = \frac{a}{r}, \quad \phi - \omega t' = \arccos \frac{a}{r}$$

(it was put here  $\theta = \pi/2$  since a charge moves in the equatorial plane). Substituting this equation into (2.3), one gets

$$\chi = \arccos \epsilon + \frac{\beta}{\epsilon} (1 - \sqrt{1 - \epsilon^2}).$$

For  $\beta = 1$  this coincides with (4.1).

## 4.2. Extremes of the $Q$ function

For  $\beta \neq 1$  and  $\theta \neq \pi/2$ , the denominators  $Q$  entering into field strengths do not vanish. Yet, it may take minimal and maximal values corresponding to maximal and minimal values of field strengths, resp. In the next two sections, we study the positions of  $Q$  extremes in the  $\theta = \text{const}$  plane (or parallel plane) and in the  $\phi = \text{const}$  plane (meridional plane)

### 4.2.1 Extremes of field strengths in parallel planes

To find extremes of the  $Q$  functions relative to the azimuthal angle  $\phi$ , we differentiate  $Q$  over  $\phi$  for  $r, t$  and  $\theta$  fixed and take into account that

$$c \frac{dt'}{d\phi} = -\frac{ar \sin \theta \sin \chi'}{R - \beta r \sin \theta \sin \chi'} = -\frac{a \sin \theta \sin \chi'}{Q}.$$

Then, equating  $dQ/d\phi$  to zero, one gets

$$a \sin \chi' = R\beta \cos \chi', \quad (4.2)$$

or, in dimensionless variables,

$$\epsilon \sin \chi' = \hat{R}\beta \cos \chi', \quad \hat{R} = (1 + \epsilon^2 - 2\epsilon \sin \theta \cos \chi')^{1/2}$$

This leads to the following third-order equation:

$$\cos^3 \chi' - b \cos^2 \chi' + \frac{\epsilon}{2\beta^2 \sin \theta} = 0, \quad b = \frac{1 + \epsilon^2(1 + 1/\beta^2)}{2\epsilon \sin \theta}. \quad (4.3)$$

This equation has three real roots

$$\begin{aligned} \cos \chi'_1 &= \frac{b}{3} \left( 2 \cos \frac{\psi}{3} + 1 \right), & \cos \chi'_2 &= \frac{b}{3} \left( 1 - \cos \frac{\psi}{3} + \sqrt{3} \sin \frac{\psi}{3} \right), \\ \cos \chi'_3 &= \frac{b}{3} \left( 1 - \cos \frac{\psi}{3} - \sqrt{3} \sin \frac{\psi}{3} \right). \end{aligned} \quad (4.4)$$

Here

$$\cos \psi = 1 - 54 \frac{\epsilon^4 \beta^4 \sin^2 \theta}{[\beta^2(1 + \epsilon^2) + \epsilon^2]^3}, \quad 0 < \psi < \pi.$$

Since  $(\cos \chi'_1) > 1$ , it is unphysical. Further, it follows from (4.3) that  $\cos \chi'_2 > 0$  and  $\cos \chi'_3 < 0$ . Due to (4.2),  $\sin \chi'$  has the same sign as  $\cos \chi'$ . Therefore,

$$\chi'_2 = \arccos \left[ \frac{b}{3} \left( 1 - \cos \frac{\psi}{3} + \sqrt{3} \sin \frac{\psi}{3} \right) \right], \quad \chi'_3 = \pi + \arccos \left| \frac{b}{3} \left( 1 - \cos \frac{\psi}{3} - \sqrt{3} \sin \frac{\psi}{3} \right) \right|$$

lie in the 1-st and 3-rd quadrants, resp. From the definition of  $Q$  (see Eq. (2.4)) it follows that  $\chi'_2$  and  $\chi'_3$  correspond to the minimum and maximum of  $Q$  and to maximum and minimum of field strengths, resp. We rewrite equation (2.3) in the form

$$\chi_2 = \chi'_2 + \frac{\beta}{c} (1 - \hat{R}_2), \quad \chi_3 = \chi'_3 + \frac{\beta}{c} (1 - \hat{R}_3).$$

$$\tilde{R}_{2,3} = (1 + \epsilon^2 - 2\epsilon \sin \theta \cos \lambda'_{2,3})^{1/2}. \quad (4.5)$$

These equations define  $\lambda_2$  and  $\lambda_3$  (corresponding to the fixed  $r$  and  $\theta$ ) for which the field strengths are maximal and minimal, resp.

The dependences  $\lambda_2(\theta)$  and  $\lambda_3(\theta)$  given by (4.5) for  $\beta = 0.999$  and lying on the observation spheres of different radii are shown in Figs. 5a and 5b. A particular curve defines the position of the field strength maxima and minima on a sphere of a particular radius.

However, the value of extremum along each of these curves depends on  $\theta$ . To evaluate the absolute minimum and maximum of  $Q$ , we substitute (4.2) and (4.5) into  $Q$

$$Q_{2,3} = \tilde{R}_{2,3} \left(1 - \frac{\beta^2}{\epsilon} \sin \theta \cos \lambda'_{2,3}\right) = \tilde{R}_{2,3} \left\{1 - \frac{\beta^2}{6\epsilon^2} [1 + \epsilon^2(1 + 1/\beta^2)] \left(1 - \cos \frac{\psi'}{3} \pm \sqrt{3} \sin \frac{\psi'}{3}\right)\right\}.$$

Differentiating by  $\theta$  we find that absolute minimum (for  $Q_2$ ) and maximum (for  $Q_3$ ) are reached at  $\theta = \pi/2$ . Then, the first of equations

$$\begin{aligned} \lambda_2 &= \lambda'_2 + \frac{\beta}{\epsilon} (1 - \tilde{R}_2), \\ \lambda_3 &= \lambda'_3 + \frac{\beta}{\epsilon} (1 - \tilde{R}_3), \end{aligned} \quad (4.6)$$

(where  $\cos \lambda'_2$  and  $\cos \lambda'_3$  are obtained from (4.4) by putting  $\theta = \pi/2$  in them), generalizes Schwinger's formula for arbitrary  $\beta$  and  $\epsilon$ .

The azimuthal positions of absolute minimum and maximum of  $Q$  as a function of the observation sphere radius are shown in Figs. 6a and 6b for different charge velocities. It is seen that  $\lambda_2$  and  $\lambda_3$  fill the intervals  $(0, \pi/2)$  and  $(\pi, 3\pi/2)$ , resp. Finally, in Fig. 7 it is shown how the function  $Q^{-1}$  behaves in the equatorial  $\theta = \pi/2$  plane. Obviously, the maxima of field strengths and radiation intensity coincide with those of  $Q^{-1}$ . It should be mentioned that Eq.(4.6) defining  $\lambda_2$  may be interpreted in 3 ways. First, for  $t$  fixed, Eq.(4.6) defines how the azimuthal position of the  $Q^{-1}$  maximum changes with  $r$ . Clearly, this dependence has spiral-like structure. Second, for  $r$  fixed, Eq.(4.6) defines how the azimuthal position of the  $Q^{-1}$  maximum changes with  $t$ . Obviously, this dependence is linear. Third, for  $\phi$  fixed, Eq.(4.6) defines how the radial position of  $Q^{-1}$  maximum changes with  $t$ . Obviously,  $r$  linearly rises with  $t$ .

Consider particular cases.

1)  $\epsilon \rightarrow 0$ . This corresponds to the observation point on the sphere with a radius  $r \gg a$ . Then,

$$\lambda_2 = \lambda'_2 \rightarrow \frac{\pi}{2}, \quad \phi_2 \rightarrow \frac{\pi}{2} + \omega(t - r/c), \quad \lambda_3 = \lambda'_3 \rightarrow \frac{3\pi}{2}, \quad \phi_3 \rightarrow \frac{3\pi}{2} + \omega(t - r/c). \quad (4.7)$$

Therefore, at large distances the minimum and maximum of  $Q$  are reached at the  $\lambda_2 = \pi/2$  and  $\lambda_3 = 3\pi/2$  planes, resp. The corresponding values of  $Q$  are equal to  $Q_2 = 1 - \beta \sin \theta$  and  $Q_3 = 1 + \beta \sin \theta$ . The absolute minimum and maximum of  $Q$  are reached at the  $\lambda_2 = \pi/2$ ,  $\theta = \pi/2$  and  $\lambda_3 = 3\pi/2$ ,  $\theta = \pi/2$  points, resp. This



is demonstrated in Fig. 7, where it is shown that, indeed, for  $\epsilon = 0.1$ ,  $Q$  reaches the minimal and maximal values approximately at these points.

2)  $\beta \rightarrow 0$ . This corresponds to a charge which is permanently at rest at the point  $x = a, y = z = 0$ . Then, Eqs.(4.3) and (4.4) give  $\lambda_2 = \lambda'_2 = \phi_2 = 0$ ,  $\lambda_3 = \lambda'_3 = \phi_3 = \pi$ . These values correspond to the nearest and most remoted meridional planes on the sphere of the radius  $r$ , resp.

3)  $\epsilon \rightarrow 1$ ,  $\theta = \pi/2$ ,  $\beta \rightarrow 1$ . This corresponds to the observation point on the charge trajectory. Then,  $\lambda'_2 \rightarrow 0$ ,  $\lambda_2 \rightarrow 1$ ,  $\phi_2 \rightarrow \omega t$ ,  $\lambda'_3 \rightarrow \frac{4\pi}{3}$ ,  $\lambda_3 \rightarrow \frac{4\pi}{3} + 1 - \sqrt{3}$ ,  $\phi_3 \rightarrow \omega t + \frac{4\pi}{3} - \sqrt{3}$ . Again, this is supported by Fig. 7 where it is shown that for  $\epsilon = 0.99$ ,  $Q$  reaches the minimal and maximal values at these points.

The dimensionless instantaneous radial and azimuthal energy fluxes (2.5), taken along the curves  $\lambda_2$  with minimal  $Q$  defined by Eq. (4.5) and depicted in Fig. 5a, are shown in Figs. 8a and 8b. It is seen that in the neighbourhood of the charge orbit the  $\dot{S}_\phi$  component of the Poynting vector dominates. This may be shown analytically. For simplicity, let  $\epsilon = 1$ ,  $\beta = 1$ , while  $\theta = \pi/2 + \delta_\theta$ . Then,

$$\sin \theta \approx 1 - \delta_\theta^2/2, \quad \cos \nu \approx -1 + 2\delta_\theta^2, \quad \cos \lambda'_2 \approx 1 - \delta_\theta/\sqrt{3}, \quad \sin \lambda'_2 \approx \sqrt{2}\delta_\theta/\sqrt{3}.$$

$$\dot{R} \approx \sqrt{2}(\delta_\theta/\sqrt{3})^{1/2}, \quad Q \approx \sqrt{2}(\delta_\theta/\sqrt{3})^{3/2}.$$

We observe that for  $\beta = 1$ ,  $\epsilon = 1$

$$\dot{S}_r \sim |\delta_\theta|/\sqrt{3}, \quad S_\theta \sim \delta_\theta, \quad \dot{S}_\phi \sim \sqrt{2}|\delta_\theta\sqrt{3}|^{1/2}$$

(the same singular factor  $E^2/\dot{R}$  is omitted). Hence, it follows that in the neighbourhood of a charge orbit,  $\dot{S}_\phi$  is much larger than  $\dot{S}_r$  and  $S_\theta$  (since  $|\delta_\theta|^{1/2} \gg |\delta_\theta|$  for  $|\delta_\theta| \ll 1$ ).

The dominance of  $\dot{S}_\phi$  over  $\dot{S}_r$  near the charge orbit, and  $\dot{S}_r$  over  $\dot{S}_\phi$  at large distances may be understood as follows. Following Schwinger [7], assume that for  $r \sim a$  all energy is radiated along the vector  $\vec{n} = \cos \omega t \vec{n}_y - \sin \omega t \vec{n}_x$  tangential to a charge orbit. Then, an energy flux (lying on the continuation of  $\vec{n}$ ) intersects the sphere  $S_r$  of the radius  $r$  at the azimuthal angle  $\phi = \omega t + \arccos(a/r)$ . The scalar product of the radial unit vector belonging to  $S_r$  with the unit vector lying on the continuation of  $\vec{n}$  (along which the energy flux propagates) is  $(\vec{n}_r, \vec{n}) = \sin(\phi - \omega t)$ . At large distances,  $\phi - \omega t = \arccos(a/r) \approx \pi/2$  and  $(\vec{n}_r, \vec{n}) \approx 1$ . Therefore, at large distances, Schwinger's flux has mainly the radial component.

We evaluate now the radial and azimuthal energy fluxes in the equatorial  $\theta = \pi/2$  plane. For the radii of the observation sphere not too close to a charge orbit,  $S_r$  is positive for all  $\theta$  (Fig. 9a). However, in the neighbourhood of a charge orbit,  $\dot{S}_r$  may be negative in some  $\lambda$  region (the energy flows into the observation sphere there). This is demonstrated in Fig. 9b, where the region with  $\dot{S}_r < 0$  is shown by the dotted line. The reason for this is evident from Eqs. (2.5). It is seen that  $\dot{S}_r$  consists of two terms. The second term is compared with the first one in the neighbourhood of a charge orbit where  $\epsilon \approx 1$ .

On the other hand, both terms in  $\dot{S}_\phi$  are of the same order. Therefore, one may expect that  $\dot{S}_\phi$  may take negative values in some  $\theta$  region for arbitrary radius of the observation sphere. It is shown in Figs. 10a and 10b that  $\chi$  regions, where  $\dot{S}_\phi$  is negative, exist for large ( $\epsilon = 0.1$ ) and small ( $\epsilon = 0.99$ ) observation distances. Again, the regions with  $\dot{S}_\phi < 0$  are shown by the dotted lines.

Although the instantaneous radial and azimuthal EMF fluxes may acquire negative values in some angular regions, their time averages are positive. Figs. 2a and 3 demonstrate this.

The dependence of  $Q^{-1}$  on the radius in the equatorial  $\theta = \pi/2$  plane at the fixed moment of laboratory time  $t$  is shown in Fig. 11. The oscillations with the period  $2\pi/\beta$  are observed.

The dependences of  $Q^{-1}$  on the laboratory time  $t$  in the equatorial  $\theta = \pi/2$  plane for the fixed radius are shown in Fig. 12a for large observation distance ( $\epsilon = 0.1$ ) and in Fig. 12b in the neighbourhood of a charge orbit ( $\epsilon = 0.99$ ). Again, oscillations with the period  $2\pi/\beta$  are observed.

Both these cases are described by the following two formulae:

$$Q^{-1} = \frac{1}{c(t-t')/r + \beta \sin \theta \sin(\beta ct'/a - \phi)}$$

$$c(t-t') = [r^2 + a^2 - 2ra \sin \theta \cos(\beta ct'/a - \phi)]^{1/2}$$

#### 4.2.2 Extremes of field strengths in meridional planes

Now we find the minimum of  $Q$  relative to  $\theta$  for  $\chi$  fixed. For this purpose, one should solve equation  $dQ/d\theta = 0$ . Taking into account that

$$\frac{d\chi'}{d\theta} = -\frac{\beta \cos \theta \cos \chi'}{\tilde{R} - \beta \sin \theta \sin \chi'}$$

we find the following relation

$$-\beta \cos \theta \sin \theta \frac{\cos \chi'}{\tilde{R} - \beta \sin \theta \sin \chi'} = \cos \theta \frac{\epsilon \cos \chi' + \beta \tilde{R} \sin \chi'}{\epsilon \sin \chi' - \beta \tilde{R} \cos \chi'} \quad (4.8)$$

This equation is satisfied trivially for  $\theta = \pi/2$ . In this case,

$$Q = \tilde{R} - \beta \sin \chi'$$

$$\chi = \chi' + \frac{\beta}{\epsilon}(1 - \tilde{R}), \quad \tilde{R} = (1 + \epsilon^2 - 2\epsilon \cos \chi')^{1/2}$$

To see whether  $Q$  reaches the maximum or minimum at this  $\chi'$ , one should find  $d^2Q/d\theta^2$  at  $\theta = \pi/2$ . It is given by

$$\frac{d^2Q}{d\theta^2}(\theta = \pi/2) = \frac{\Delta}{\tilde{R} - \beta \sin \chi'}, \quad \Delta = \epsilon \cos \chi' + \beta \tilde{R} \sin \chi' - \beta^2$$

Obviously,  $Q(\theta)$  has minimum or maximum  $\theta = \pi/2$  for  $\Delta$  greater or smaller than zero, respectively (since  $R - \beta \sin \chi'$  is always positive). Correspondingly,  $Q^{-1}$  and field strengths have maximum or minimum there. The value of  $\chi$  is found from the equation  $\chi = \chi' + \beta(1 - R)/\epsilon$ .

Consider particular cases.

For  $\epsilon \rightarrow 0$  (large distances),  $\Delta = \beta(\sin \chi' - \beta)$ . Therefore,  $Q$ , as a function of  $\theta$ , has a minimum at  $\theta = \pi/2$  for  $\sin \chi' > \beta$  and maximum for  $\sin \chi' < \beta$ . The corresponding  $\chi$  is given by  $\chi = \chi' + \beta \cos \chi'$ . Therefore, for large distances and  $\beta \approx 1$ ,  $\Delta$  is negative everywhere except for the neighbourhood of  $\chi' = \pi/2$ . Correspondingly, the maxima of  $Q^{-1}$  and field strengths should be near  $\chi \approx \chi' = \pi/2$ .

For  $\epsilon \approx 1$  (i.e., near the charge orbit),  $\Delta$  and  $\chi$  are reduced to:

$$\Delta = \cos \chi' + 2\beta \sin \chi' \sin(\chi'/2) - \beta^2, \quad \chi = \chi' + \beta(1 - 2 \sin(\chi'/2)).$$

We see that  $\Delta > 0$  for  $1 < \chi < 1.36$  and  $\Delta < 0$  in other  $\chi$  regions. Therefore,  $Q$  acquires the minimum at  $\theta = \pi/2$  only for  $1 < \chi < 1.36$ .

The dependences  $\Delta(\chi)$  for large observation distances ( $\epsilon = 0.1$ ) and in the neighbourhood of a charge orbit ( $\epsilon = 0.99$ ) are shown in Fig. 13. They are in complete agreement with analytical results just obtained. This is confirmed also by Figs. 7 and 9 where  $Q^{-1}(\chi)$  and field strengths are shown in the equatorial  $\theta = \pi/2$  plane. We see that maxima of  $Q^{-1}(\chi)$  and field strengths lie in the neighbourhood  $\chi = \pi/2$  for  $\epsilon \rightarrow 0$ , while its minima are outside this region. The position of the  $Q(\theta = \pi/2)$  extremum as a function of the observation sphere radius are shown in Figs. 6a and 6b. We conclude: for  $\theta = \pi/2$ , the positions and values of  $Q$  extremes coincide with ones found in section 4.2.1.

For  $\theta \neq \pi/2$ , equation (4.8) reduces to

$$\beta R \sin \chi' = \beta^2 \sin \theta - \epsilon \cos \chi'. \quad (4.9)$$

Or,

$$\cos^3 \chi' - b \cos^2 \chi' + c = 0,$$

where

$$b = \frac{1 + \epsilon^2(1 + 1/\beta^2)}{2\epsilon \sin \theta}, \quad c = \frac{1 + \epsilon^2 - \beta^2 \sin^2 \theta}{2\epsilon \sin \theta}.$$

Three roots of this equation are given by

$$\begin{aligned} (\cos \chi')_1 &= b(2 \cos \frac{\psi'}{3} + 1)/3, & (\cos \chi')_2 &= b(1 - \cos \frac{\psi'}{3} + \sqrt{3} \sin \frac{\psi'}{3})/3, \\ (\cos \chi')_3 &= b(1 - \cos \frac{\psi'}{3} - \sqrt{3} \sin \frac{\psi'}{3})/3. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Here

$$\cos \psi' = 1 - 54\epsilon^2 \sin^2 \theta \frac{1 + \epsilon^2 - \beta^2 \sin^2 \theta}{(1 + \epsilon^2 + \epsilon^2/\beta^2)^3}.$$

It is easy to check that  $(\cos \lambda')_1 > 1$  and, therefore, it is unphysical. We observe that  $(\cos \lambda')_2 \geq 0$  and  $(\cos \lambda')_3 \leq 0$ . It follows from (4.7) that  $(\sin \lambda')_3 \geq 0$ . Therefore,

$$\lambda'_3 = \pi - \arccos \left| \frac{b}{3} \left( 1 - \cos \frac{\psi'}{3} - \sqrt{3} \sin \frac{\psi'}{3} \right) \right| \quad (4.11)$$

lies in the 2-nd quadrant and corresponds to the minimum of  $Q$ . Further, if

$$\beta^2 \sin \theta - \frac{1}{3} \epsilon b \left( 1 - \cos \frac{\psi'}{3} + \sqrt{3} \sin \frac{\psi'}{3} \right) > 0,$$

then  $\sin \lambda'_2 > 0$ ,  $\cos \lambda'_2 > 0$  and

$$\lambda'_2 = \arccos \frac{b}{3} \left( 1 - \cos \frac{\psi'}{3} + \sqrt{3} \sin \frac{\psi'}{3} \right) \quad (4.12)$$

is in the 1-st quadrant. On the other hand, if

$$\beta^2 \sin \theta - \frac{1}{3} \epsilon b \left( 1 - \cos \frac{\psi'}{3} + \sqrt{3} \sin \frac{\psi'}{3} \right) < 0,$$

then  $\sin \lambda'_2 < 0$ ,  $\cos \lambda'_2 > 0$  and

$$\lambda'_2 = 2\pi - \arccos \frac{b}{3} \left( 1 - \cos \frac{\psi'}{3} + \sqrt{3} \sin \frac{\psi'}{3} \right). \quad (4.13)$$

is in the 4-th quadrant.

The lines on which  $Q$  are minimal are obtained from the equations

$$\lambda_2 = \lambda'_2 + \frac{\beta}{\epsilon} (1 - \tilde{R}_2) \quad \text{and} \quad \lambda_3 = \lambda'_3 + \frac{\beta}{\epsilon} (1 - \tilde{R}_3), \quad (4.14)$$

where  $\tilde{R}_{2,3} = (1 + \epsilon^2 - 2\epsilon \sin \theta \cos \lambda'_{2,3})^{1/2}$ , and  $\cos \lambda'_2$  and  $\cos \lambda'_3$  are defined by (4.10).

The dependences (4.14) for  $\beta = 1$  and the large radius of the observation sphere ( $\epsilon = 0.1$ ) and near the charge orbit ( $\epsilon = 0.99$ ) are presented in Fig. 14(a) and 14(b). For the  $\lambda$  fixed, they define the angle  $\theta$  for which  $Q$  is minimal. We see on these figures the  $\lambda_2$  and  $\lambda_3$  lines shown by the solid and broken lines, resp. In accordance with (4.12) and (4.13), the  $\lambda_2$  curve consists of two branches connected by the dotted vertical lines. Keep in mind that these curves do not describe the extreme of  $Q$  at  $\theta = \pi/2$ . The behaviour of  $Q^{-1}$  along these curves is shown Fig. 15(a) (large distances) and in Fig. 15(b) (near the charge orbit).

How to deal with the curves presented in Fig. 14? Take, e.g., Fig. 14(b). It shows at which  $\theta$  the minimal value of  $Q$  is reached for the given  $\lambda$  near the charge orbit. Now we compare Fig. 14(b) with Fig. 16(a), where the dependences  $Q^{-1}(\theta)$  in a number of meridional planes in the neighbourhood of a charge orbit are presented. Let  $\lambda$  be 0.6. Then, Fig. 14(b) tells us that  $Q$  has minima at  $\theta \approx 1.25$  and  $\theta \approx 1.85$ . This is confirmed by Fig. 16(a) in which one sees the maxima of  $Q^{-1}(\theta)$  at the same  $\theta$ . When  $\lambda$  increases, two maxima approach each other (Fig. 16(a),  $\lambda = 0.9$  and  $\lambda = 1$ ). For some  $\lambda$ , when the horizontal line intersects the  $\lambda_2$  curve only once, these maxima fuse. For larger  $\lambda$ , the horizontal line does not intersect either the  $\lambda_2$  or  $\lambda_3$  curves. In Fig. 16(a), one observes

that for  $\lambda = 1.2$  there are no maxima of  $Q^{-1}$  for  $\theta \neq \pi/2$  (as we have mentioned, the extremes of  $Q$  at  $\theta = \pi/2$  are not described by Eq.(4.12) and Fig. 14). For larger  $\lambda$ , the horizontal line begins to intersect the  $\lambda_3$  curve. Two maxima of  $Q^{-1}(\theta)$  again appear ( Fig. 16(a),  $\lambda = 1.8$ ). For larger  $\lambda$ , the intersection of the horizontal line with  $\lambda_3$  disappears, only minimum at  $\theta = \pi/2$  remains ( Fig. 16(a),  $\lambda = 3$ ). For still larger  $\lambda$ , the horizontal line begins to intersect the second branch of the  $\lambda_2$  curve. Two maxima of  $Q^{-1}(\theta)$  again appear ( Fig. 16(a),  $\lambda = 6$ ). We see that the instantaneous distribution of intensities has a rather complicated and unexpected structure. For example, it is usually believed that radiation intensity is maximal in the equatorial  $\theta = \pi/2$  plane. Our consideration shows that this is not always so. For completeness, we present in Fig. 16(b) the dependences  $Q^{-1}(\theta)$  in a number of meridional planes at large distances ( $\epsilon = 0.1$ ).

Consider particular cases.

1) Let  $\epsilon \rightarrow 0$ . Then,

$$\cos \iota' = 1 - 54\epsilon^2 \sin^2 \theta (1 - \beta^2 \sin^2 \theta), \quad \iota' = 6\sqrt{3}\epsilon \sin \theta \sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \theta}, \quad b = \frac{1}{2\epsilon \sin \theta},$$

$$\cos \lambda'_2 = \sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \theta}, \quad \cos \lambda'_3 = -\sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \theta} \quad \sin \lambda'_2 = \sin \lambda'_3 = \beta \sin \theta.$$

$$\lambda'_2 = \arccos \sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \theta}, \quad \lambda'_3 = \pi - \arccos \sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \theta}.$$

Therefore, two lines where  $Q$  is minimal appear at large distances. They are defined by equations (4.9) and (4.10).

$$\lambda_2 = \beta \sin \theta \sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \theta} + \arccos \sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \theta} \quad \text{and}$$

$$\lambda_3 = \pi - \beta \sin \theta \sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \theta} - \arccos \sqrt{1 - \beta^2 \sin^2 \theta}.$$

Approximately these curves resemble those shown in Fig. 14(a) corresponding to  $\epsilon = 0.1$  (according to (4.12) and (4.13), the second branch of  $\lambda_2$  disappears in the limit  $\epsilon \rightarrow 0$ ). The corresponding values of  $Q$  along these curves are given by  $Q_2 = Q_3 = 1 - \beta^2 \sin^2 \theta$ .

2) Let  $\beta \rightarrow 0$ . Then,

$$\cos \iota' = 1 - 54 \frac{1 + \epsilon^2}{\epsilon^4} \beta^6 \sin^2 \theta, \quad \iota' = 6\sqrt{3} \frac{\sqrt{1 + \epsilon^2}}{\epsilon^2} \beta^3 \sin \theta.$$

$$\cos \lambda'_2 = \frac{\sqrt{1 + \epsilon^2}}{\epsilon} \beta, \quad \cos \lambda'_3 = -\frac{\sqrt{1 + \epsilon^2}}{\epsilon} \beta, \quad \lambda_2 = \lambda'_2 = \frac{3\pi}{2}, \quad \lambda_3 = \lambda'_3 = \frac{\pi}{2}.$$

In this case  $Q_2 \approx 1 + \beta \sin \theta \approx 1$ ,  $Q_3 \approx 1 - \beta \sin \theta \approx 1$ .

We see that an instantaneous intensity of SR has a very intricate structure. However, after averaging over the period of motion these intricacies disappear (see Figs. 2-4).

The main question is how to detect the instantaneous intensity which rotates along the observation sphere surface with the velocity  $v \sim c$ .

Fortunately, there is notable exception. An instantaneous SR is observed in astronomical experiments [15, 16, 25, 26]. Since the radius of the orbit along which the charge moves is large (e.g., for Jupiter it is about  $10^6$  km), the period of its rotation is also large and, therefore, instantaneous SR is observable.

It seems that an instantaneous intensity of SR at the fixed moment of laboratory time was never studied previously (except for Ref.[8], only small part of which was devoted to the consideration of  $v < c_n$  case).

## 5. Discussion and Conclusion

In Ref.[8] we studied synchrotron motion in medium with a velocity  $v$  greater than the light velocity  $c_n$  in medium and found analytical expressions for the positions of EMF singularities on the observation sphere. These singularities filled the closed curve described by the quadratic equation. For the treated case of synchrotron motion in vacuum, EMF has no singularities on the observation sphere (except for the trivial case  $\beta = 1$ ,  $\theta = \pi/2$  mentioned in sect. (4.1)). Instead, EMF has maxima and minima lying along the certain curves on the observation sphere. (Figs. 5, 6, 14). These curves are described by the cubic equations (4.3) and (4.9). An analytic solution of these equations gives curves presented in Figs. 5,6,14. It sounds rather strange, but the analytical description of synchrotron motion in medium with  $v > c_n$  is much simpler than that of in vacuum (since in the latter case one should solve a cubic equation).

We briefly enumerate the main results obtained:

1. We evaluated radial, azimuthal and polar EMF fluxes averaged over the motion period. The calculations were performed for arbitrary velocities and distances, for the observation points lying both inside and outside the charge orbit. It turns out that azimuthal energy flux dominates over the radial one near the charge orbit and is much smaller than the radial flux at large distances. This reconciles Schwinger's and Schott's approaches.

2. We evaluated instantaneous radial and azimuthal EMF fluxes for different distances and charge velocities. They have a number of unexpected properties. In particular, they may acquire negative values in some angular regions. However, their time averaged values are always positive. Analytical expressions are obtained for the instantaneous positions of field strengths minima and maxima. They generalize the famous Schwinger formula for arbitrary distances and velocities.

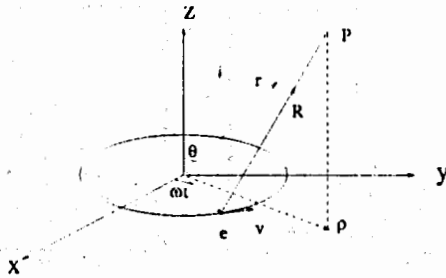


Fig. 1. Schematic presentation of the synchrotron motion.  $P(r, \theta, \phi)$  is the observation point

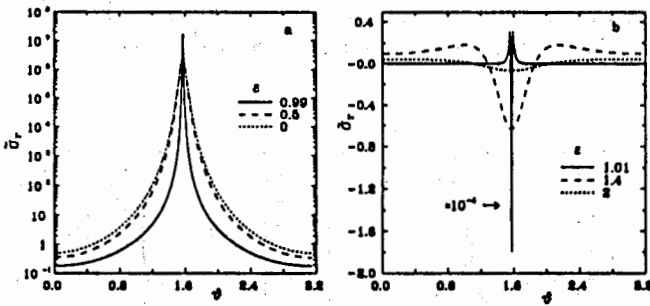


Fig. 2. Dimensionless distributions of the radial energy flux  $\bar{\sigma}_r$  radiated for the period of motion as a function of the polar angle  $\theta$  for  $\beta = 0.999$ , for the radii of the observation sphere greater (a) and smaller (b) than the charge orbit radius  $a$ . It is seen (a) that the radial distribution for  $\epsilon = 0.5$  practically coincides with that for  $\epsilon = 0$  (this corresponds to an infinite observation distance). For  $r < a$  (b),  $\bar{\sigma}_r$  is large only in the neighbourhood of a charge orbit ( $\epsilon = 1.01$ ). The increasing of  $\bar{\sigma}_r$  near the charge orbit is due to the proximity of a charge and is usually called the focusing effect [10,11]

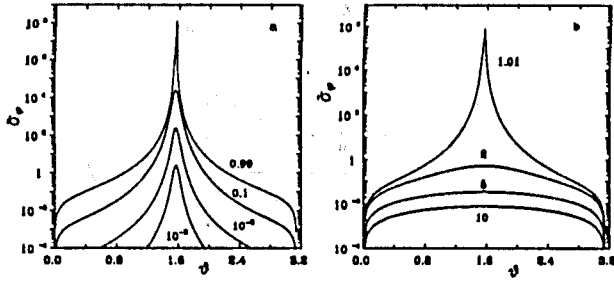


Fig. 3. Distributions of the dimensionless azimuthal energy flux  $\bar{\sigma}_\phi$  radiated for the period of motion as a function of the polar angle  $\theta$  for  $\beta = 0.999$ , for the radii of the observation sphere greater (a) or smaller (b) than  $a$ . Numbers at curves mean  $\epsilon = a/r$ . For large observation distances  $\bar{\sigma}_\phi$  fall like  $\epsilon^2$ . From the comparison with Fig. 2 it follows that  $\bar{\sigma}_\phi \gg \bar{\sigma}_r$  in the neighbourhood of a charge-orbit ( $\epsilon \sim 1$ ) and  $\bar{\sigma}_\phi \ll \bar{\sigma}_r$  at large distances. This reconciles Schwinger's and Shott's predictions

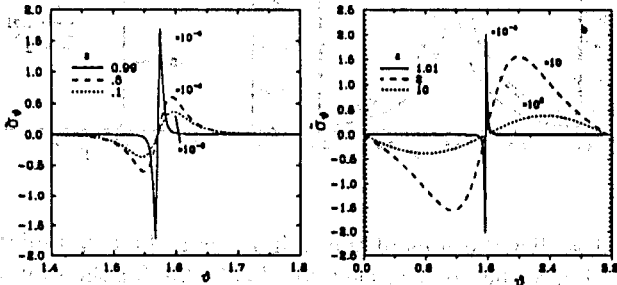


Fig. 4. Distributions of the dimensionless polar energy flux  $\bar{\sigma}_\theta$  radiated for the period of motion as a function of the polar angle  $\theta$  for  $\beta = 0.999$ , for the radii of the observation sphere greater (a) or smaller (b) than  $a$ . For large observation distances they decrease like  $\epsilon^2$ . From the comparison with Figs. 1 and 2 it follows that  $\bar{\sigma}_\theta$  is much smaller than  $\bar{\sigma}_\phi$  and  $\bar{\sigma}_r$



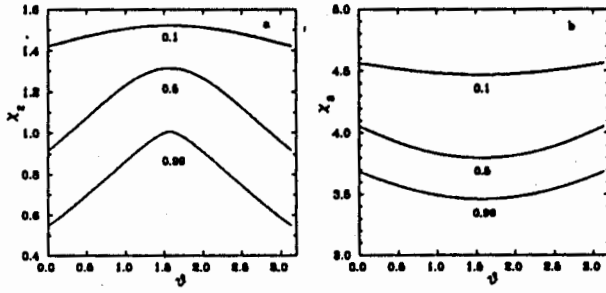


Fig. 5. Lines on which  $Q$  is minimal (a) and maximal (b) for  $\beta = 0.999$  and different radii of the observation sphere. Numbers at curves mean  $\epsilon$ . Along each of these curves the absolute minimum (a) and maximum (b) of  $Q$  are reached at  $\theta = \pi/2$

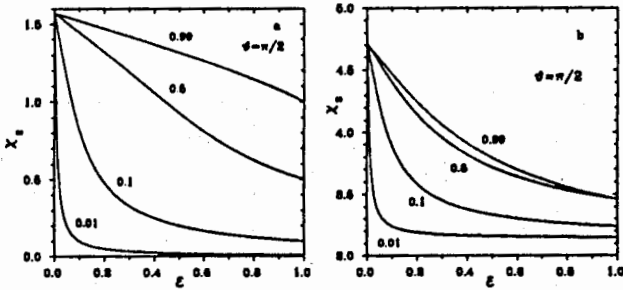


Fig. 6. Azimuthal position of absolute minimum (a) and maximum (b) of  $Q$  as a function of the observation sphere radius  $\epsilon$ . Numbers at curves mean charge velocities  $\beta$ . It is seen that absolute minima and maxima of  $Q$  fill the regions  $0 < \chi < \pi/2$  and  $\pi < \chi < 3\pi/2$ , resp.

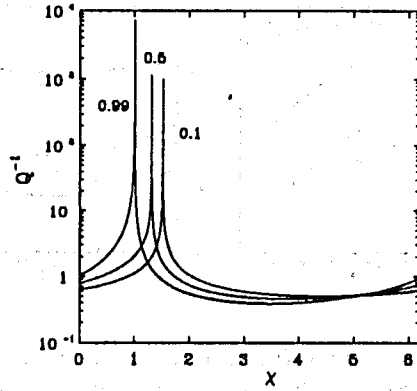


Fig. 7. Behaviour of  $Q^{-1}$  in the  $\theta = \pi/2$  plane for  $\beta = 0.999$  and different radii of the observation sphere. Numbers at curves mean  $\epsilon$

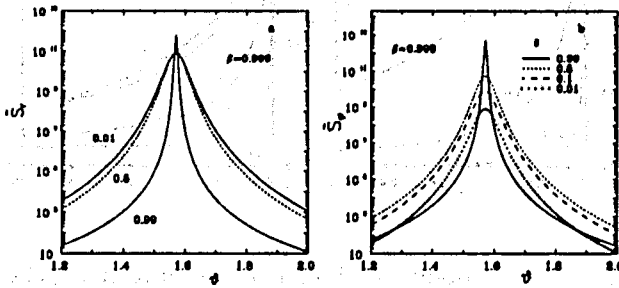


Fig. 8. Instantaneous radial (a) and azimuthal (b) energy fluxes along the curves with minimal  $Q$  shown in Fig. 5a. Numbers at curves mean  $\epsilon$ . It is seen that  $\dot{S}_\phi \gg \dot{S}_r$  near the charge orbit ( $\epsilon = 0.99$ )

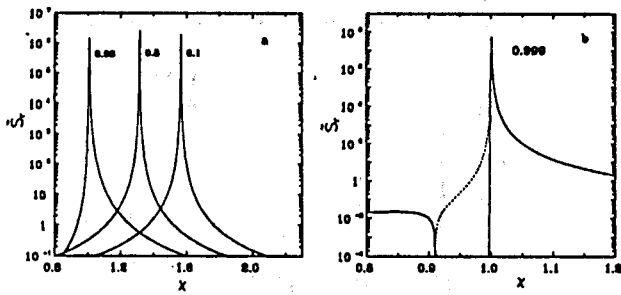


Fig. 9. Instantaneous radial energy fluxes in the  $\theta = \pi/2$  plane for  $\beta = 0.999$  and radii of the observation sphere not too close (a) and in the immediate neighbourhood (b) to the charge orbit. Number at curves means  $\epsilon = a/r$ . In the latter case energy flux may take negative values (b) shown by the dotted line

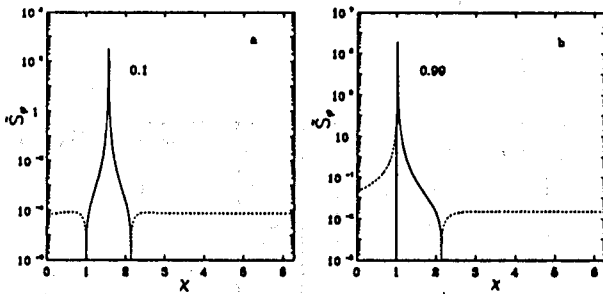


Fig. 10. Azimuthal energy fluxes in the  $\theta = \pi/2$  plane for  $\beta = 0.999$  at large distance from the charge orbit (a) and near it (b). In both cases azimuthal energy fluxes take negative values (shown by dotted lines) in some angular regions. Numbers at curves mean  $\epsilon$

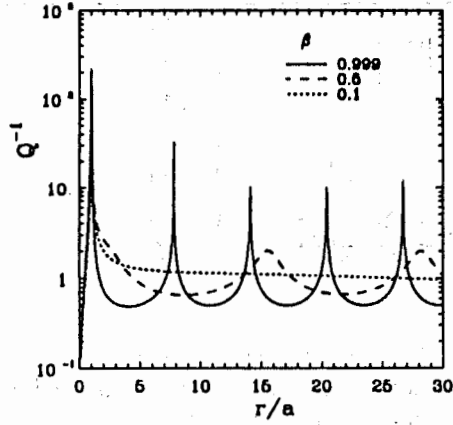


Fig. 11. Radial distribution of  $Q^{-1}$  defining maxima of field strengths at the fixed moment of laboratory time and in the equatorial  $\theta = \pi/2$  plane for a number of charge velocities. The period of oscillations is  $2\pi/\beta$ .

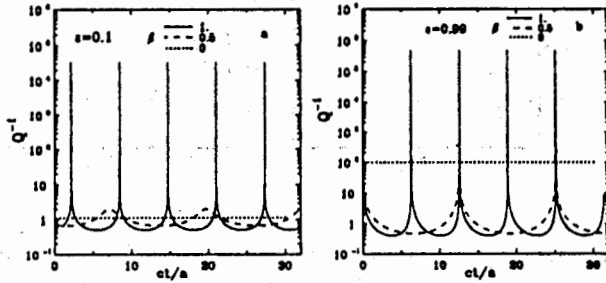


Fig. 12. Time dependences of  $Q^{-1}$  at the fixed radial point lying in  $\theta = \pi/2$  plane at large distance (a) and near (b) the charge orbit. The period of oscillations is  $2\pi/\beta$ .

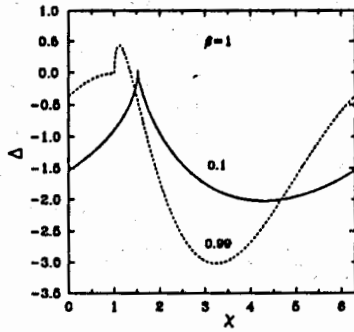


Fig. 13. Azimuthal angular dependence of the parameter  $\Delta$  in the equatorial  $\theta = \pi/2$  plane on the sphere of a particular radius.  $Q^{-1}$  may take maximal values in the  $\lambda$  region where  $\Delta > 0$  and minimal values in the  $\lambda$  region where  $\Delta < 0$ . Numbers at curves mean  $\epsilon = a/r$

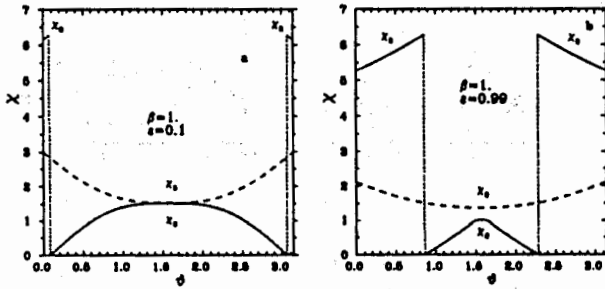


Fig. 14. Position of the  $Q^{-1}$  extremes on a sphere of a large radius (a) and near the charge orbit (b). There are two lines of extremes:  $\lambda_2$  and  $\lambda_3$ . The former consists of two branches connected by the dotted line

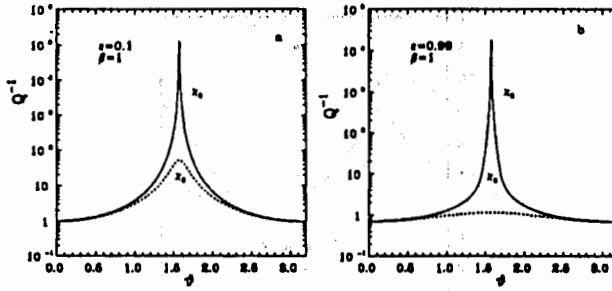


Fig. 15. Distribution of  $Q^{-1}$  along the  $\lambda_2$  and  $\lambda_3$  curves shown in Fig.14 and lying on the sphere of large radius (a) and near the charge orbit (b)

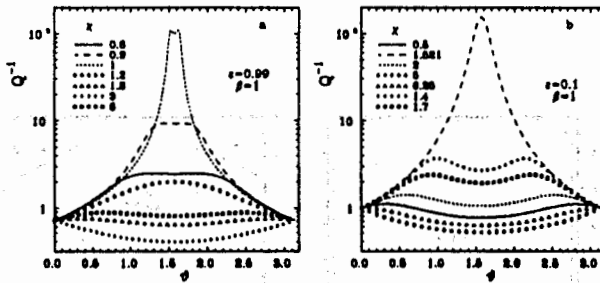


Fig. 16.  $\theta$ -dependences of  $Q^{-1}$  in different meridional planes in the neighbourhood of a charge orbit (a) and at large distances from it (b)

### References

1. Schott G.A., "Electromagnetic Radiation" (Cambridge Univ.Press, Cambridge, 1912).
2. Sokolov A.A. and Ternov I.M., "The Relativistic Electron" (Nauka, Moscow, 1974), in Russian.
3. Ternov I.M., Mikhailin V.V. and Khalilov V.R., "Synchrotron radiation and its applications" ( Moscow Univ. Publ., Moscow, 1985), in Russian.
4. Ternov I.M. and Mikhailin V.V. "Synchrotron radiation. Theory and experiment" (Energoatomizdat, Moscow, 1986), in Russian.

5. Bordovitsyn V.A. (Ed.) , Synchrotron radiation theory and its developments. In memory of I.M. Ternov (World Scientific, Singapore, 1999).
6. Ternov I.M., Usp. Fiz. Nauk, 165, 429 (1995).
7. Schwinger J., Phys.Rev. A 75, 1912 (1949).
8. Afanasiev G.N., Kartavenko V.G. and Stepanovsky Yu.P., J. Phys. D, 33, 1803 ( 2000).
9. Villaroel D. and Fuenzalida V., J.Phys.A, 20, 1387 (1987).
10. Villaroel D., Phys.Rev.A, 36, 2980 (1987).
11. Villaroel D. and Milan C., Phys.Rev.D, 38, 383 ( 1987).
12. Rivera R. and Villarroel D., Amer.J. Phys., 68, 41 (2000).
13. Burko L.M., Amer.J. Phys., 68, 456 (2000).
14. Ovchinnikov S.G., Usp. Fiz. Nauk, 169, 869 (1999).
15. Jackson J.D., "Classical Electrodynamics" (Wiley, New York, 1975).
16. Ryabov B.P., J. Geophys. Res., 99, No E4, 8441 (1994).
17. Synchrotron Radiation (Kunz C.,edit.), (Springer, Berlin, 1979).
18. Nuclear Instr. & Methods, A 359, No 1-2 (1995).
19. Nuclear Instr. & Methods, A 405, No 2-3 (1998).
20. Landau L.D. and Lifschitz E.M., "Classical Theory of Fields" (Nauka, Moscow, 1973), in Russian.
21. Risley J.S., Westerveld W.B. and Peace J.R., J. Opt. Soc. Am., 72, 943 ( 1982).
22. Bagrov V.G., Optics and Spectroscopy, 28, No 4, 541 ( 1965), In Russian.
23. Sokolov A.A., Ternov I.M. and Bagrov V.G., Classical theory of synchrotron radiation, in: "Synchrotron Radiation" (Eds.:Sokolov A.A. and Ternov I.M.),pp. 18-71 (Nauka, Moscow, 1966), in Russian.
24. Tombouliau D.H. and Hartman P.L., Phys. Rev., 102, 1423 (1956).
25. Hillier R., "Gamma Ray Astronomy" (Clarendon Press, Oxford, 1984).
26. Stecker F.W., "Cosmic Gamma Rays" (Momo Book Corp., Baltimore, 1971).

Сессия 2

**ДИНАМИКА ПУЧКОВ  
И КОЛЛЕКТИВНЫЕ  
ЯВЛЕНИЯ В УСКОРИТЕЛЯХ**

**Председатели: Э. А. Перельштейн  
А. Н. Лебедев**



# ПРОБЛЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ ИНТЕНСИВНЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ

*В.В. Пархомчук*

*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера, СО РАН, Новосибирск*

Охлаждение само по себе используется для демпфирования колебаний каждой частицы и когерентных колебаний ионного пучка. Но охлаждение приводит к очень высоким плотностям в фазовом пространстве, что может вызывать проблемы со стабильностью пучков. Эти проблемы много раз обсуждались на конференциях, рабочих совещаниях и ускорительных школах. В этом докладе разрешите сосредоточиться на особой неустойчивости, проявляющейся в нарастании эмittance и сильных потерях ионного пучка в установках с электронным охлаждением – так называемом эффекте "электронного нагрева". Этот эффект реально ограничивает использование электронного охлаждения на накопительных кольцах CELSIUS, COSY, охладителе Индианского университета.

## Problems of Cooling the High Intensive Ion Beams

*V. V. Parkhomchuk*

The cooling itself is used for damping single particle oscillations and coherent oscillations of ion beams. But extremely high phase space density of the ion beam after cooling can be a source of stability problems. These problems were a subject of discussions on many conferences, workshops and accelerator schools. Let us concentrate in this report on a specific instability that is manifested itself by beam emittance blow-up and the ion beam losses at the storage ring with the electron cooling – the so called "electron heating". For storage rings CELSIUS, COSY, Indiana Cooler this is a serious problem that limits the use of the electron cooling in physical experiments.

### 1. Введение

Неустойчивости могут возникать при высокой плотности пучка и слабом затухании флуктуаций из-за малого разброса импульсов частиц. Это могут быть и традиционные неустойчивости, связанные со взаимодействием пучка с элементами вакуумной камеры накопителя [1]. Эти неустойчивости развиваются на какой-либо резонансной моде и приводят к мгновенной гибели пучка при достижении амплитуды когерентных колебаний максимально допустимого предела. Как правило, в этом случае наблюдается сильный когерентный сигнал колебаний пучка, и такие неустойчивости надежно подавляются системами обратных связей. Другой вид неустойчивости – так называемые эффекты встречи, когда четкого когерентного сигнала нет, но эмittance пучка нарастает, а время жизни пучков падает до недопустимо малого уровня.

Так, например, на тяжелоионном синхротроне SIS [2] с электронным охлаждением наблюдалось развитие колебаний в ионном пучке при его накоплении. На рис.1 показано, как во время накопления пучка  $Kr^{34+}$  на энергии 11 МэВ/н и при электронном охлаждении током 0,5 А после накопления 3 мА ионов на пикапе наблюдаются колебания, а затем накопление останавливается на токе около 5 мА.

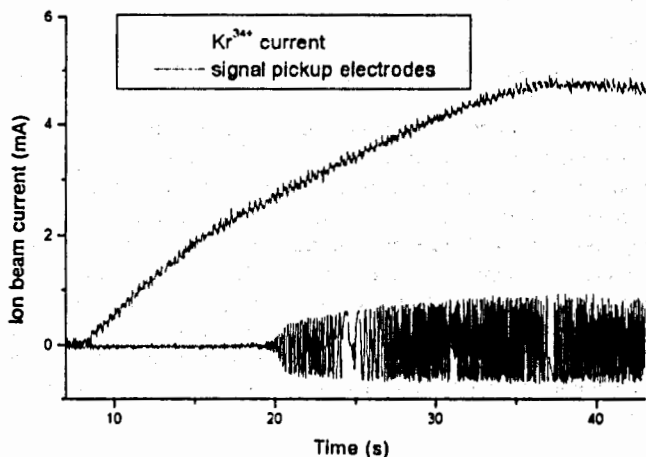


Рис. 1. Накопление пучка  $Kr$  в SIS: верхняя кривая – ток полного пучка, внизу сигнал с пикап-электрода, измеряющего флуктуации в ионном пучке

Первой установкой, на которой был обнаружен эффект сильных потерь ионного пучка при введении электронного тока, был накопитель CELSIUS [3]. На рис.2 показаны измерения протонного тока после инжекции интенсивного пучка в CELSIUS (протоны 48 МэВ). Видно, что после охлаждения остается только несколько % от начального протонного тока (с 4 мА ток падает до 100 мкА).

Эксперимент с введением электронного пучка с сильно отстроеной энергией, когда никакого охлаждения не происходило (кривая обозначенная "detune cooling"), демонстрировал, что начальный спад интенсивности не определяется охлаждением, а обязан только наличию электронов на орбите ионного пучка.

Доля охлажденного пучка сильно возрастала, если выключить напряжение на ускоряющих резонаторах. При этом пучок при охлаждении равномерно распределен по всему периметру накопителя, а не группируется в сравнительно короткий сгусток. Рис.3 демонстрирует, что ограничивается мгновенный (пиковый) ток пучка и непрерывный пучок имеет средний ток в фактор группировки раз больше.

Эксперименты в CELSIUS по охлаждению пучка на высокой энергии (400 МэВ) тоже демонстрируют наличие проблем при охлаждении интенсивного пучка. На рис.4 показано, что без дополнительного расширения энергетического разброса протонного пучка путем модуляции энергии электронов не удастся охладить протонный ток больше 2 мА [4].

Вначале (до 30 с) изменения тока на рис.4 связаны с инжекцией и ускорением с 48 МэВ до 400 МэВ. В момент 30 секунд включается электронное охлаждение.

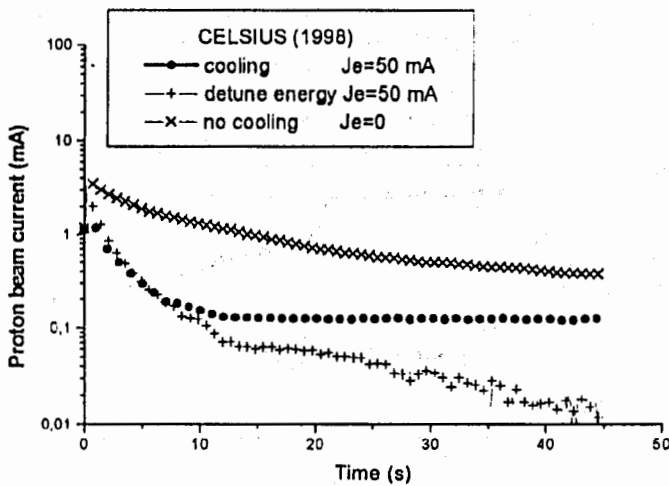


Рис. 2. Охлаждение протонного пучка в CELSIUS (энергия протонов 48 МэВ, охлаждающий электронный ток 50 мА, ВЧ включена):  $\times$  - без охлаждения ( $J_e = 0$ ); кружки - охлаждение ( $J_e = 50$  мА); + - энергия электронного пучка отстроена от охлаждения ( $E_0 = 25,908$  кэВ+5 кэВ)

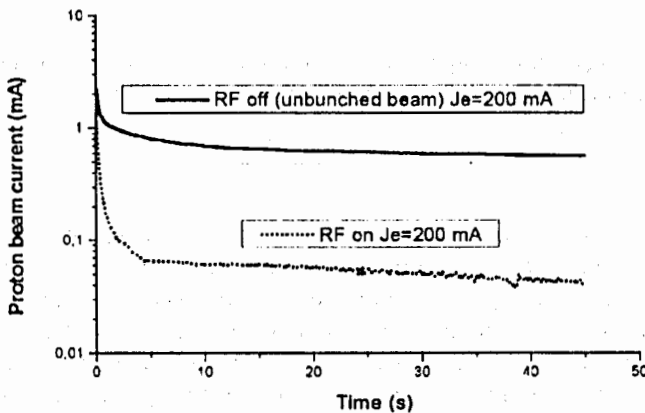


Рис. 3. Сравнение охлаждения с включенным ВЧ (сгруппированный пучок) и выключенным ВЧ (непрерывный по орбите пучок)

и радиус пучка с 4 мм падает до 1–1.5 мм для обоих случаев, без модуляции и с модуляцией. Но без модуляции в момент 80 секунд развиваются вертикальные колебания с амплитудой 5–15 мм, ясно видимые на мониторе нейтральных атомов, летящих из места охлаждения.

Из рис.5 видно, что без модуляции пороговый ток 1.8 мА, с 200 В модуляцией 4 мА, а при 300 В ток развития неустойчивости превышает 6 мА.

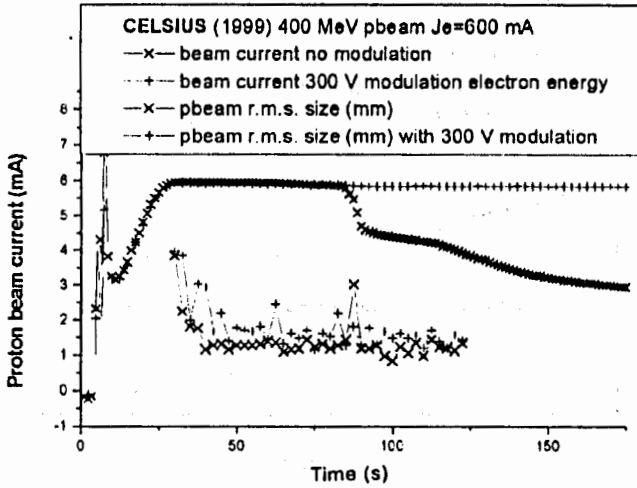


Рис. 4. Охлаждение протонного пучка на энергии 400 МэВ. Верхние кривые – протонный ток (мА), нижние – размер протонного пучка (сигма) (мм): x показывает охлаждение без модуляции энергии электронов с развитием в момент около 80 с неустойчивости; + показывает охлаждение с 300 эВ модуляцией энергии электронного пучка, что способствует подавлению развития неустойчивости

Результатом модуляции энергии электронов (с частотой выше декремента охлаждения) является расширение разброса импульсов в протонном пучке:

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\gamma}{\gamma + 1} \frac{\Delta U_e}{U_e} \quad (1)$$

и, соответственно, более высокая скорость затухания когерентных флуктуаций за счет затухания Ландау. На некоторых охладителях были попытки подавать на пучок ВЧ-шум для нагрева пучка. Проблема использования таких систем вместе с электронным охлаждением заключается в том, что декремент электронного охлаждения центрального ядра пучка очень высок по сравнению с декрементом охлаждения частиц с большими амплитудами. В результате приложения внешнего шума, одинаково нагревающего все частицы, можно легко вызвать быстрый нагрев частиц с большими амплитудами и сильно увеличить потери пучка без какого-либо полезного расширения ядра пучка. Модуляция же энергии электронного пучка не портит охлаждение сильно отклоненных частиц, а только расширяет ядро. Именно это обстоятельство помогает с высокой эффективностью использовать этот метод на установке CELSIUS [4].

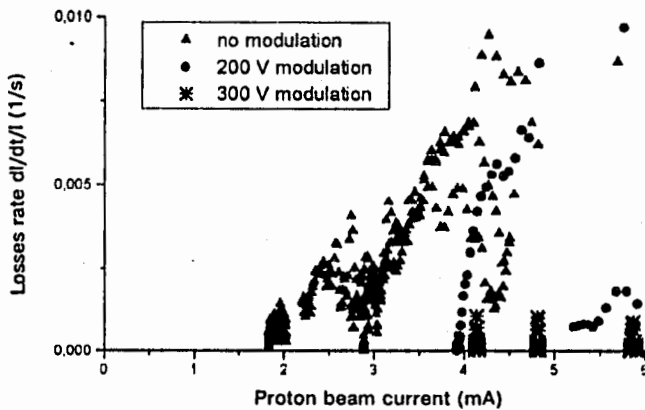


Рис. 5. Скорость потерь протонного тока  $-dI/dt/I$  в зависимости от величины тока при различных амплитудах модуляции энергии электронной пушки ( $E_p = 400$  МэВ,  $J_{cooling} = 600$  мА)

## 2. Максимальная интенсивность ионного пучка при электронном охлаждении

Ион, движущийся в электронном пучке, своим электрическим полем возбуждает движение электронов, и их смещение формирует зону, в которой возникает тормозящее электрическое поле. Радиус этой возмущенной зоны определяется разбросом скоростей электронов  $V_{eff}$ , временем пролета участка охлаждения  $\tau$  (в сопутствующей системе координат), и равен  $\rho_{max} = V_{eff}\tau$ . Для малых скоростей ионов  $V$  силу трения можно записать как

$$F = m_e c^4 \frac{4\pi r_e^2 n_e \ln(\rho_{max}/\rho_{min})}{V_{eff}^3} V, \quad (2)$$

где  $m_e$  - масса электрона,  $c$  - скорость света,  $r_e$  - классический радиус электрона,  $n_e$  - плотность электронного пучка,  $\ln(\rho_{max}/\rho_{min})$  - кулоновский логарифм столкновений. Пролетающие мимо частицы электроны рассеиваются на ней и приводят к нагреву её импульса со скоростью

$$\frac{dp^2}{dt} = \frac{4\pi r_e^2 n_e \ln(\rho_{max}/\rho_{min})}{V_{eff}}. \quad (3)$$

Равновесие этого нагрева по энергии  $dp^2/dt/M$  и охлаждения  $F \cdot V$ :

$$\langle FV \rangle = m_e c^2 \frac{m_e^2 c^4}{M} \frac{4\pi r_e^2 n_e \ln(\rho_{max}/\rho_{min})}{V_{eff}} V, \quad (4)$$

и дает равенство температур электронного и ионного пучков при электронном охлаждении:

$$\langle V^2 \rangle = \frac{m_e}{M} V_{eff}^2. \quad (5)$$

Но если понный пучок столь интенсивен, что в зоне взаимодействия одного иона присутствует много ионов, то, кроме ударов со стороны пролетающих электронов, каждый ион получит случайный импульс и от поляризованных электронов, формирующих силу трения для других "соседних" ионов. Число "соседних" ионов, находящихся в зоне действия сил трения радиусом  $\rho_{max}$ , составляет

$$N^* = n_i \rho_{max}^3 \frac{4\pi}{3}. \quad (6)$$

Условие малости плотности понного пучка означает, что за время пролета участка охлаждения потеря энергии ( $FV_\tau$ ) больше, чем добавка энергии от этих случайных "соседей" по зоне взаимодействия  $\delta E = N^*(F_\tau)^2/2M$ :

$$N^* \frac{(F_\tau)^2}{2M} < FV_\tau. \quad (7)$$

Собирая все полученные в уравнениях (2-6) определения в уравнение 7, получим интересное ограничение на допустимые плотности пучков в виде

$$4\pi r_c^2 r_i n_i \times 4\pi r_c^2 r_e n_e \times \tau^4 = \omega_i^2 \omega_e^2 \tau^4 < \frac{6}{\ln(\rho_{max}/\rho_{min})} \approx 1. \quad (8)$$

где величина  $\omega_i$  - частота плазменных колебаний в ионном пучке,  $\omega_e$  - частота плазменных колебаний в электронном пучке. Возвращаясь в лабораторную систему, можно записать ограничение в виде

$$n_{ilab} \times n_{elab} < \frac{\beta^4 \gamma^6}{l_{cool}^3 (4\pi)^2 r_i r_e \ln(\rho/\rho_{min})} \approx 0.6 \times 10^{15} (1/\text{см}^6), \quad (9)$$

где  $l_{cool}$  - это длина охладителя. Численное значение приведено для протонного пучка с энергией 48 МэВ, длиной охладителя 2 м и  $\ln(\rho_{max}/\rho_{min}) = 10$ . Видно, что при плотности электронного пучка  $3 \cdot 10^7$  (1/см<sup>3</sup>) максимальная охлаждаемая плотность  $2 \cdot 10^7$  (1/см<sup>3</sup>) и при радиусе пучка 1 мм ток составит 1 мА, что близко к результатам наблюдений, показанным на рис.3. Описанный здесь эффект - это, фактически, процесс внутри пучкового рассеяния ионов, открывающийся на участке охлаждения за счет компенсации электрических полей электронным пучком [8]. Во время движения в электронном пучке поля взаимодействия между ионами заметно экранируются, а взаимное движение ионов продолжается, что приводит после выхода из электронного пучка к появлению дополнительной энергии.

### 3. Плазменные колебания пучков на участке охлаждения

Рассмотрим более подробно, как происходит компенсация электрических полей флуктуаций в ионном пучке. Пусть флуктуация в ионном пучке представляет плоский слой ионов с толщиной вдоль ионного пучка меньше радиуса пучка для того, чтобы использовать приближение чисто плазменных колебаний [6,7]. В зависимости от фазы ионных колебаний электрическое поле, возвращающее ионы в равновесное

состояние, то возникает, то исчезает с частотой ионных колебаний, а полная энергия флуктуации составляет

$$W = N^* \left( \frac{M_i V_i^2}{2} + \frac{M_i \omega_i^2 X_i^2}{2} \right), \quad (10)$$

где  $N^*$  – число ионов в колеблющемся слое,  $M_i$  – масса иона,  $V_i$  – скорость когерентного движения слоя относительно остального ионного пучка,  $X_i$  – амплитуда отклонения от равновесия. В отсутствие электронного пучка – это сравнительно медленные плазменные колебания с сохранением полной энергии. Но когда эта флуктуация влетает в область электронного пучка, электрическое поле начинает сдвигать покоящиеся электроны. В течение пролета участка охлаждения смещение составит  $\Delta x_i = V_i \tau$ , и это вызовет появление электрического поля  $E = 4\pi n_i Z_i e V_i \tau$ . Передача энергии электронному пучку составит, при возбуждении изменения импульса каждого электрона,  $\Delta p = e E \tau$  (в борновском приближении),  $\Delta W = N^* \Delta p^2 / 2m$ . Качественная оценка относительного декремента (доля энергии, потерянной за один пролет участка охлаждения) составит

$$\delta_0 = \frac{\Delta W}{N^* M_i V_i^2 / 2} = \omega_e^2 \omega_i^2 \tau^4. \quad (11)$$

Этот параметр взаимодействия пучков равен квадрату произведения фазы электронного и ионного колебаний за время пролета участка взаимодействия.

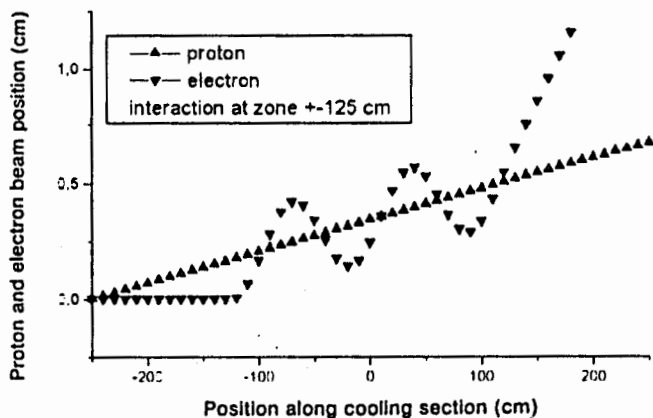


Рис. 6. Относительные колебания электронного пучка в поле ионной флуктуации на участке охлаждения длиной 2,5 м. Плотность пучков  $10^8$  1/см<sup>3</sup>, энергия протонов 48 МэВ

Рассмотрим взаимодействие ионного пучка с электронным пучком более подробно с использованием системы уравнений для взаимных колебаний двухкомпонентной плазмы:

$$\frac{d^2 x_i}{dt^2} = \frac{Z_i e}{M_i} E_p, \quad \frac{d^2 x_e}{dt^2} = -\frac{e}{m_e} E_p, \quad E_p = 4\pi(n_e x_e - n_i x_i), \quad (12)$$

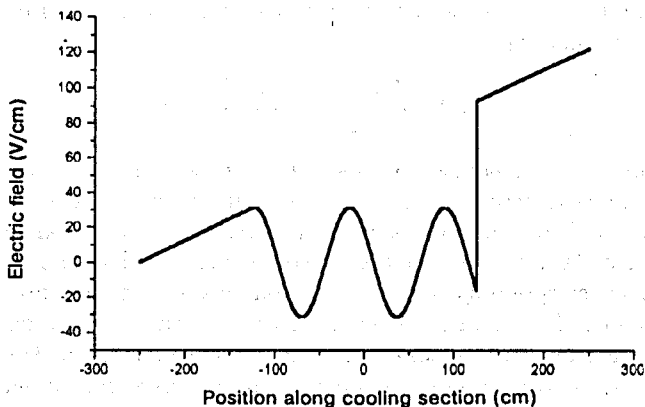


Рис. 7. Электрическое поле в протонном пучке при пролете флуктуации в электронном пучке

где  $E_p$  — электрическое поле как поперечной, так и продольной компоненты. В отличие от обычной плазмы эта двухкомпонентная система существует только в течение очень короткого времени пролета участка охлаждения и на каждом новом обороте поперечная флуктуация влетает в свежий электронный пучок с нулевыми отклонениями  $x_e, x'_e = 0$ . Самосогласованное решение, связывающее координаты поперечной флуктуации в электронном пучке с координатами на выходе, имеет вид (с учетом  $x_e(0) = 0, dx_e(0)/dt = 0$ ):

$$\begin{pmatrix} x_i \\ V_i \end{pmatrix}_f = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_i \\ V_i \end{pmatrix}_0, \quad (13)$$

$$A = \frac{\omega_i^2}{\omega_p^2} \begin{pmatrix} \cos(\omega_p \tau) & \sin(\omega_p \tau)/\omega_p \\ -\omega_p \sin(\omega_p \tau) & \cos(\omega_p \tau) \end{pmatrix} + \frac{\omega_e^2}{\omega_p^2} \begin{pmatrix} 1 & \tau \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (14)$$

где  $\omega_p^2 = \omega_i^2 + \omega_e^2$  определяет частоту плазменных колебаний на секции охлаждения.

Существенной разницей по сравнению со стандартными матрицами любых магнитно-оптических каналов является то, что детерминант  $|A|$  не обязательно равен 1:

$$|A| = 1 - 2 \frac{\omega_i^2 \omega_e^2}{\omega_p^4} (1 - \cos(\omega_p \tau)) + \frac{\omega_i^2 \omega_e^2 \tau}{\omega_p^3} \sin(\omega_p \tau) \approx 1 - \frac{\omega_i^2 \omega_e^2 \tau^2}{12}. \quad (15)$$

так как система незамкнутая и сохраняется суммарная энергия в электрон-ионных колебаниях пучка, а не энергия только ионных колебаний. В уравнении (15) разложение приводится для случая, когда применимо борновское разложение  $\omega_i^2 \omega_e^2 \tau^2 \ll 1$  и декремент равен  $\delta_0/12$ , а не просто  $\delta_0$  из (11). На рис.8,9 показано, как меняется реально детерминант матрицы  $|A|$  и его оценка для малых значений  $\delta_0$ , впервые полученная авторами [6].

Из этих рисунков видно, что высокая плотность электронного пучка  $\omega_e \tau > 2\pi$  приводит к тому, что часть коллективных мод колебаний не теряют, а увеличивают



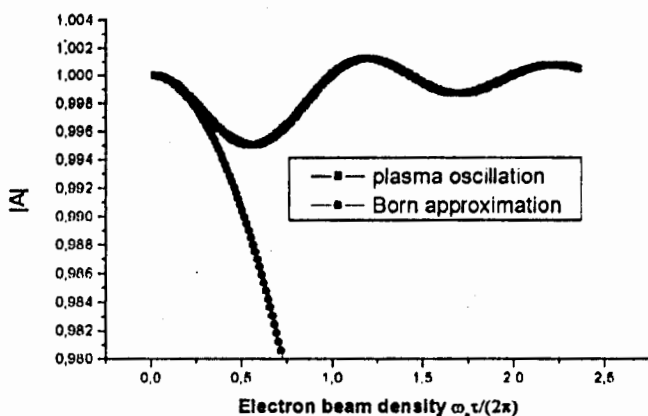


Рис. 8. Детерминант  $|A|$  матрицы участка охлаждения в зависимости от плотности электронного пучка (плотность в единицах числа плазменных электронных колебаний на участке охлаждения). Точками показано разложение, справедливое только для малых плотностей из [7], показанное в формуле (15)

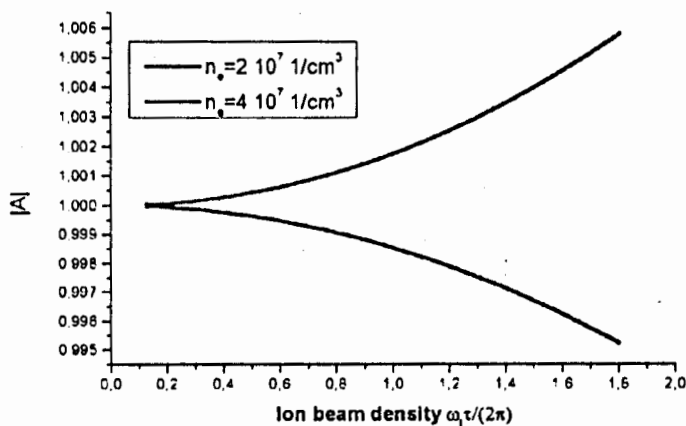


Рис. 9. Детерминант  $|A|$  в зависимости от плотности ионного пучка ( $\omega_{ei}\tau/2\pi$  - число плазменных колебаний электронов в поле пространственного заряда ионного пучка, где  $\omega_{ei}^2 = 4\pi\epsilon^2 Z_i n_i / m_e = c^2 4\pi n_i v_e$ ) при разных электронных плотностях

свою энергию при пролете участка охлаждения. Если перемешивание тепловым движением оказывается недостаточным (затухание Ландау), то будут развиваться колебания на этих модах.

#### 4. Заключение

Потери ионного пучка при охлаждении остаются достаточно неясным, но важным вопросом использования электронного охлаждения. Из предлагаемой модели следует, что перспективным направлением может быть охлаждение электронным пучком с управляемым профилем плотности. При сжатии ионного пучка частицы входят в область с резко уменьшающейся плотностью электронного пучка. Например, если радиальная плотность электронного пучка растет как  $j = |r|^* J_e^{*3} / a_e^3$  от центра пучка, то ток электронного пучка, с которым взаимодействует ион, будет расти  $J_{eff} = J_e^* |a_i / a_e|^3$  ( $a_i$  – амплитуда колебаний иона), что приведет к постоянству времени охлаждения ионов с разными амплитудами. При охлаждении ионы попадают в область с малой плотностью электронного пучка, что уменьшит потери на рекомбинацию, и возможно развитие нежелательных колебаний.

Автор выражает благодарность Dag Reistad (TSL) за интерес и многочисленные обсуждения проблем электронного "нагрева" на установке CELSIUS, а также Д.В. Пестрикову и А.Н. Скрипскому – за научные обсуждения вопросов электронного охлаждения.

#### Литература

1. J. Bossert, C. Carli, M. Chanel, N. Madsen, S. Maury, D. Mohl, G. Tranquille. Stability of cooled beams. – ECOOL'99, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 441 (2000), pp.1-8.
2. M. Steck, L. Groening, K. Blashe, B. Frančzak, B. Franzke, T. Winkler, V. Parkhomchuk. Beam accumulation with the SIS electron cooler. – ECOOL'99, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 441 (2000), pp.175-182.
3. T. Bergmark, C. Ekstrom et al. The CELSIUS ring. – TSL progress report, 1991, pp.19-46. The Svedberg Laboratory, Uppsala, Sweden.
4. L. Hermansson, D. Reistad. Electron cooling at CELSIUS. – ECOOL'99, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 441 (2000), pp.140-144.
5. N.S. Dikansky, D.V. Pestrikov. The Physics of Intense Beams and Storage Rings. AIP Press. New York, 1994.
6. V.V. Parkhomchuk, A.N. Skripsy. Electron cooling: 35 years of development. – Physics-Uspeli, 2000, 43(5), pp.433-452.
7. V.V. Parkhomchuk, V.B. Reva. Coherent Interaction of Ion and Electron Beams in Systems with Electron Cooling. – Journal of Experimental and Theoretical Physics, v.91, N 5, 2000, pp.975-982.
8. V. Parkhomchuk, L. Hermansson, D. Reistad. Problems of Electron Cooling of High Brightness Ion Beams. – ICFE Beam Dynamics Newsletters, N 21, April 2000, pp.106-110.

# УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ИНТЕНСИВНЫМ СВЕРХКОРОТКИМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ИМПУЛЬСОМ, ВОЗБУЖДАЕМЫМ В ПЛАЗМЕ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ИЛИ СГУСТКАМИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

*В.А. Балакирев, В.И. Карась, И.В. Карась*

*Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт",  
Украина*

Статья представляет собой обзор, кроме собственных, результатов теоретических и экспериментальных исследований и численного моделирования генерации интенсивных электромагнитных полей применительно к ускорителям, основанным на коллективных методах ускорения заряженных частиц, с темпом ускорения на несколько (2-3 порядка) порядков большим, чем у классических резонансных ускорителей. Исследуются условия наиболее эффективного возбуждения в плазме ускоряющих полей релятивистскими электронными сгустками или интенсивным лазерным излучением. Исследуются параметрические и модуляционные процессы, генерация квазистатического магнитного поля, ускорение электронов и ионов плазмы с целью определения оптимальных условий для наиболее эффективного с высоким темпом ускорения сформированных сгустков заряженных частиц.

## **Charged Particle Acceleration Intense Ultra-Short Electromagnetic Pulse Excited in Plasma by Laser Radiation and Relativistic Electron Bunches**

*V.A. Balakirev, V.I. Karas', I.V. Karas'*

The article represents a review, and it is not only selfreview, of the theoretical and experimental studies and numerical simulation results of intense electromagnetic fields generation concerning to accelerators that based on the collective acceleration methods with accelerating rate of few (2-3) orders more than conventional resonant accelerator one. The conditions of the most high efficiency of excitation of accelerating fields in plasma are investigated by relativistic electron bunches or intense laser radiation. The parametric and modulation processes, quasi-static magnetic field generation, plasma electron and ion acceleration were studied with the aim of optimal condition determination for the most high efficiently acceleration of formed charged particle bunches with high accelerating rate.

## 1. Введение

Одним из наиболее перспективных в настоящее время коллективных методов ускорения [1-9] является метод ускорения с помощью волны плотности заряда в плазме [3]. Развитию этого метода посвящено большое число исследований [10-50]. Среди них работа [3], в которой этот метод был предложен, и имевшая очень большое значение работа [4], в которой были предложены новые эффективные методы возбуждения плазменных волн с помощью лазерного излучения (PBWA-PLASMA BEAT-WAVE ACCELERATION) и (LWFA-LASER WAKE-FIELD ACCELERATION), а также рассмотрен ряд важных вопросов ускорения заряженных частиц в этом случае, и работа [6], где предложено плазменные волны возбуждать короткими электронными сгустками или их периодической последовательностью (PWFA-PLASMA WAKE-FIELD ACCELERATION). Очень существенно то, что ускорение предлагалось осуществлять кильватерными плазменными волнами. Заметим, что вопрос о поле, возбуждаемом в плазме электронным сгустком, был рассмотрен еще в [22-25]. Самосогласованная динамика движения в плазме сгустков с прямоугольным профилем плотности исследована в работах [19-21, 38]. Важное значение для развития метода ускорения с помощью плазменных волн, возбуждаемых лазерным излучением, имели теоретические работы [11, 31] и экспериментальные работы [15, 16] (см. также [29]), а для метода возбуждения кильватерных плазменных волн электронными сгустками (PWFA) - работы [9, 10]. В последние годы была предложена существенная модификация метода WFA - метод SmWFA, основанный на самомодуляции лазерного импульса [11-13] (см. также [14]). Наиболее впечатляющие результаты по плазменным методам ускорения получены в работах по LWFA [15-16]. Напряженности ускоряющих полей достигли на малых длинах  $1,5 \div 20 \cdot 10^8$  В/см, а энергия ускоренных частиц на длине порядка сантиметра -  $100 \div 300$  МэВ. Таким образом, метод плазменно-лазерного ускорения успешно развивается. Результаты, полученные с помощью метода ускорения кильватерными плазменными волнами, возбуждаемыми сгустками релятивистских электронов, значительно более скромные:  $\sim 50$  кВ/см при заряде сгустка  $\sim 4$  нКл. Достигнутые в последнее время успехи в создании коротких плотных электронных сгустков позволяют надеяться, что и в методе PWFA будут достигнуты очень большие напряженности ускоряющих полей [9, 10, 50].<sup>1</sup>

## 2. Новые возможности увеличения напряженности ускоряющих полей в плазме

Необходимо обсудить новые возможности дальнейшего увеличения напряженности ускоряющих полей. Напомним [17], что максимальная напряженность электрического поля релятивистской волны плотности заряда в плазме равна  $E_{\max} = (n_{\sim r}/n_0) \sqrt{4\pi n_0 m c^2 \gamma}$ , где  $n_{\sim r}$  - максимальное значение плотности в волне пространственного заряда в плазме. Отношение  $n_{\sim r}/n_0$  определяется способом возбуждения волны плотности заряда. В экспериментах по лазерному способу возбуждения эта величина не превосходит 15% (LWFA), а в экспериментах по возбуждению плазмен-

<sup>1</sup>Изложению теоретических и экспериментальных результатов в рассматриваемой области посвящены обзоры и статьи [5 - 42] и др.

ной волны электронными сгустками она составляет порядка 3% (PWFA). Согласно [15-16] для LWFA  $n_{\sim p}/n_0 = a^2/\sqrt{1+a^2}$ , где  $a = (eE_L\lambda_L)/(2mc^2)$ ,  $E_L$  и  $\lambda_L$  - соответственно напряженность электрического поля и длина волны лазерного излучения. Как известно, для возбуждения кильватерной плазменной волны сгустками электронов (PWFA)  $n_{\sim p}/n_0 \sim n_b/n_0$  [10], где  $n_b$  - плотность электронов пучка. Таким образом, увеличение максимальной напряженности электрического поля плазменной волны может быть достигнуто путем увеличения напряженности электрического поля или длины волны лазерного излучения, или плотности сгустка электронов, возбуждающего плазменную волну, либо изысканием новых методов возбуждения этой волны. Сравнивая соотношения для  $n_{\sim p}/n_0$  в случае LWFA и в случае PWFA, получим [5]  $(eE_L\lambda_L)^2/(2mc^2)^2 \approx n_b/n_0$ . Из этого соотношения можно определить плотность электронов в сгустке  $n_b$ , которая обеспечивает возбуждение плазменной волны с той же максимальной напряженностью электрического поля, что и в плазменной волне, возбуждаемой лазерным излучением. Из этого соотношения следует, что для получения в PWFA плазменной волны с напряженностью электрического поля такой же, как в волне, возбуждаемой лазерным излучением, надо  $n_b/n_0$  сделать как можно большим. Случай  $n_b/n_0 \sim 1$  не может рассматриваться, так как использованное соотношение для  $E_{max}$  в LWFA выведено в предположении, что  $a \ll 1$ .

### 2.1. Возбуждение кильватерных полей в твердотельной плазме лазерными импульсами

Другая возможность увеличения  $E_{max}$  заключается в переходе к плазме большей плотности, в частности, плазме твердого тела. Такая возможность может быть осуществлена, в частности, путем использования плазмы полупроводников. Но плотность плазмы в полупроводниках изменяется в пределах  $n_0 \sim 10^{14} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , а в экспериментах по LWFA была достигнута плотность газовой плазмы  $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Поэтому естественно попытаться обратиться для создания плазменных ускорителей заряженных частиц к плазме металлов, где плотность свободных электронов составляет  $10^{22} \div 10^{23} \text{ см}^{-3}$ . Очень смелая, но несколько экзотическая <sup>2</sup> идея осуществления LWFA была предложена в работах [32, 33]. Для ее осуществления необходимо решить [5] следующие довольно трудные задачи:

1. Ввод электромагнитного излучения в металл;
2. Возбуждение с помощью лазерного излучения волн плотности заряда в плазме металла;
3. Ослабление эффекта многократного рассеяния пучка ускоряемых частиц на электронах, находящихся между плоскостями каналирования;
4. И, конечно, очень важную задачу предотвращения разрушения кристалла при вводе в него огромных мощностей лазерного излучения путем перехода к очень коротким ( $\sim \omega_{pe}^{-1}$ ) импульсам лазерного излучения. По оценкам авторов [33] для получения ускоряющих полей  $\sim 100 \text{ ГэВ/см}$  плотность энергии составит  $3 \cdot 10^7 \text{ Дж/см}^3$ .

<sup>2</sup>Понятие экзотичности очень быстро изменяется со временем. Напомним, что когда в 1956 г. были предложены коллективные методы, в частности, метод ускорения заряженных частиц с помощью волн плотности заряда в плазме, они рассматривались как очень экзотические.

Как было указано выше, напряженность электрического поля волны плотности заряда существенно зависит от способа ее возбуждения. Авторы [32, 33] предлагают использовать два способа возбуждения плазменной волны лазерным излучением: способом, используемым в LWFA, и другим способом, использующим взаимодействие лазерного излучения с созданной в плазме пространственной периодической неоднородностью с помощью акустической волны или с помощью дифракционной решетки. Во втором способе используется трехволновое взаимодействие лазерной волны, поперечно-акустической и плазменной ленгмюровской. Взаимодействие волн приводит к возбуждению плазменной волны с частотой  $\omega_{pe}$  и волновым числом  $k_p$ . Для этого необходимо, чтобы  $\omega_L \approx \omega_{pe}$ ,  $\omega_s \ll \omega_{pe}$ ,  $k_L$  было близко к нулю, а волновое число акустической волны было равно  $k_p$ . Фазовая скорость плазменной волны  $v_{ph} = \omega_{pe}/k_p$  близка к  $c$ . Второй способ, который собираются использовать авторы [33], сводится к возбуждению кильватерных плазменных волн с помощью короткого лазерного импульса (как это делается в методе LWFA). В этом случае необходимо, чтобы  $\omega_L \gg \omega_{pe}$ . Так как в обоих случаях  $\omega_{pe} \approx 10^{16} \text{ с}^{-1}$ , то это приводит к необходимости создавать лазеры большой мощности в ультрафиолетовой области. Предполагается, что плотность плазмы  $\sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$  будет достигнута путем ионизации атомов твердого тела этим же лазером. Кроме того что понадобится разработка сверхмощных лазеров в ультрафиолетовой области, надо учесть тот факт, что сильное поглощение лазерного излучения обусловит его сильное затухание. Заметим, что максимально возможная напряженность волны плотности заряда в плазме, ограниченная условием, что скорость электронов плазмы, приобретаемая в поле этой волны, равна ее фазовой скорости  $v_e = v_{ph}$ :  $E_{\max} = \sqrt{4\pi n_0 m c^2 (2\gamma - 1)}$ . Второй, не менее важной идеей, заложенной в основу работ [32, 33], является использование твердотельных кристаллических тел не только для увеличения напряженности электрического поля с помощью плазменных волн, возбуждаемых лазерным излучением, но и использование кристаллических свойств твердого тела для получения пучков ускоренных частиц с большой светимостью с помощью эффекта каналирования ускоряемых частиц. Другая возможность ускорения заряженных частиц в кристаллах предложена в работах [34, 35] и развивалась в последующих исследованиях. Она заключается в том, чтобы использовать аналогию с ускорителями заряженных частиц в микроволновых волноводах, периодически нагруженных металлическими или диэлектрическими дисками, и перейти к ускорению с помощью жесткого рентгеновского излучения. При этом периодическая структура кристалла играет для рентгеновского излучения такую же роль, как для микроволнового излучения волноводы, периодически нагруженные дисками. Благодаря переходу к ускорению в кристаллах с помощью жесткого рентгеновского излучения и использованию эффекта Бормана [35] решается вопрос о проникновении излучения в кристалл и его распространения на относительно большие расстояния. В работе [35] также предлагается для уменьшения эффекта рассеяния ускоряемых заряженных частиц использовать каналирование частиц в кристалле. При оценке возможностей предлагаемого ими способа ускорения в твердом теле лазерным излучением авторы при определении напряженности электрического поля плазменной волны в металле исходят из соотношения, полученного при определении максимального поля нелинейной волны, распространяющейся в плазме, из решения задачи о собственных волнах.

Естественно, что для оценки электрического поля в рассматриваемом случае необходимо исходить из решения для вынужденных колебаний и волн. Напряженность электрического поля волны очень чувствительна к способу возбуждения волны. Поэтому для окончательного ответа на вопрос о напряженности электрического поля плазменной волны, как нам кажется, необходимо решить задачу о возбуждении плазменной волны в рассматриваемом случае. В достаточно интересной работе [14] предложено ускорение кильватерными полями, в которой высокоинтенсивный электронный пучок используется для возбуждения экстремально нелинейных, вызывающих преимущественно поперечное движение, плазменных колебаний. В [21] предложен способ существенного повышения напряженности возбуждаемых РЭС кильватерных полей благодаря самомодуляции длинноимпульсного РЭС в плазме. Движение частиц сгустка в спонтанном поле, возбуждаемом передним фронтом сгустка, приводит к модуляции плотности частиц сгустка, т.е. к разбиению его на микросгустки. Так как частота модуляции совпадает с плазменной частотой, то возникает когерентность полей, возбуждаемых микросгустками, что приводит к существенному повышению амплитуды возбуждаемых кильватерных полей. С помощью 2.5-мерного численного моделирования в работе [19] показано, что для РЭС с размерами, соизмеримыми со скинновой длиной, нестационарная их динамика из-за собственных самосогласованных электромагнитных полей приводит к менее интенсивному, чем для "жестких" сгустков, нарастанию амплитуды кильватерных полей вдоль цепочки.

## 2.2. Численное моделирование с помощью 2.5-мерного цилиндрического полностью релятивистского электромагнитного кода возбуждения кильватерных полей последовательностью релятивистских электронных сгустков в разреженной и плотной плазме

Возбуждение нелинейной стационарной волны в плазме последовательностью периодически расположенных сгустков изучалось в [8], где показано, что электрическое поле волны увеличивается с ростом релятивистского фактора в случае сравнимых плотностей плазмы и сгустка. Нелинейный режим в экспериментах по ускорению кильватерными полями показал важность трехмерных эффектов [9, 10]. Наши возбуждение кильватерных полей изучается с помощью модифицированного 2-координатного и 3-скоростного аксиально-симметричного электромагнитного кода КОМПАСС [19]. Ранее этот код применялся для моделирования индукционного ускорителя, моделирования взаимодействия релятивистских пучков с плазмой, исследований прохождения отдельного релятивистского электронного сгустка или их последовательности через плотную и разреженную плазму. Отметим, что в экспериментах [9, 10] поперечный  $R_0$  и продольный  $L$  размеры сгустка малы по сравнению со скинновой длиной  $\omega_{pe}$  при плотности РЭС  $n_b \leq n_0/2$ . Компьютерное моделирование [19] показало, что поперечный размер сгустка, распространяющегося в плазме, изменяется в очень широких пределах. Это приводит к существенному изменению его плотности (более чем на порядок величины), а также к изменению возбужденных кильватерных полей. Показано, что амплитуды поперечного и продольного

поля возрастают с инжекцией каждого дополнительного сгустка, но эти амплитуды не пропорциональны количеству инжектированных сгустков (как это было в случае "жестких" сгустков). Для экспериментальных исследований с целью возбуждения интенсивных кильватерных полей в плазме и использования этих полей для ускорения заряженных частиц используется новый электронный ускоритель, созданный в ХФТИ. Его параметры таковы: энергия  $W = 18-20$  МэВ, количество электронов в сгустке  $N \approx 10^{10}$ , количество сгустков – до 20, частота модуляции сгустков 2797,16 МГц. В экспериментах предполагается инжектировать РЭС в плазму, плотность которой планируется изменять в широких пределах (более чем на четыре порядка). Размеры сгустков при этом будут сравнимы со скинновой длиной. Степень неоднородности плазмы будет поддерживаться не хуже чем в пределах нескольких процентов. В этом случае теоретическое рассмотрение однородной плазмы в полной мере адекватно эксперименту. В условиях эксперимента не должны проявляться азимутально неоднородные неустойчивости, поэтому в теоретическом рассмотрении мы используем азимутально симметричную математическую модель с инжекцией и выводом частиц из расчетной области. В условиях реальных экспериментов на ускорителе РЭС будут инжектироваться в плазму с такими параметрами: длина столба  $L = 100$  см, радиус  $R = 10$  см (плотность плазмы изменяется в пределах  $n_0 = 10^{10} - 10^{14}$  см $^{-3}$ ) с минимальным продольным градиентом. В нашем численном моделировании мы будем придерживаться как раз этих параметров. Динамика РЭС описывается релятивистскими уравнениями Власова (уравнение Беляева–Будкера) для функций распределения каждой плазменной компоненты и системой уравнений Максвелла для самосогласованных электрического  $\vec{E}$  и магнитного  $\vec{B}$  полей. Двухкомпонентная плазма ( $m_i/m_e = 1840$ , где  $m_i$  и  $m_e$  – ионная и электронная масса соответственно) сначала холодная и заполняет полностью расчетную область  $[0, L] \times [0, R]$ . Обычно  $L$  и  $R$  выбираются 100 см и 10 см соответственно.

Впервые показано [18], что в магнитоактивной плазме при определенном соотношении между параметрами системы "плазма–сгусток–магнитное поле" благодаря гибриднему объемно-поверхностному характеру возбужденных РЭС кильватерных волн возможно многократное превышение энергии ускоряемого сгустка  $\epsilon_{\max}$  над энергией возбуждающего РЭС даже без использования профилированных в продольном направлении РЭС.

В [21] предложен способ существенного повышения напряженности возбуждаемых РЭС кильватерных полей благодаря самомодуляции длинноимпульсного РЭС в плазме. Движение частиц сгустка в спонтанном поле, возбужденном передним фронтом сгустка, приводит к модуляции плотности частиц сгустка, т. е. к разбиению его на микросгустки. Так как частота модуляции совпадает с плазменной частотой, возникает когерентность полей, возбужденных микросгустками, что приводит к существенному повышению амплитуды возбужденных кильватерных полей. Впервые [20] проведено 2,5-мерное численное моделирование возбуждения кильватерных полей длинными РЭС в результате их самомодуляции. Показано, что максимальная плотность частиц пучка становится сравнимой с плотностью плазмы, а возмущения плотности частиц плазмы превышают в 4,5 раза величину первоначально невозмущенной плазмы, т. е. наблюдается очень сильная модуляция плотности частиц как пучка, так и плазмы, что свидетельствует о неоправданности



использования линейного приближения для частиц плазмы даже в рассматриваемом случае пучка малой (невозмущенная плотность частиц пучка почти на два порядка меньше плотности частиц плазмы) плотности. Максимальная амплитуда продольного поля достигает 0,8, а максимальная амплитуда поперечного – 0,4 от максимально возможного поля в плазме. Существенно, что возрастание амплитуды происходит только на небольшой длине РЭС. Поэтому использование длинноимпульсных РЭС с длиной больше, чем длина, которая соответствует максимуму амплитуды продольного поля, нецелесообразно, потому что не приводит к увеличению возбуждаемого кильватерного поля. Проведенные исследования позволяют понять трехмерное поведение сгустков в плазме при учете всех возможных нелинейностей, а также обеспечить наиболее оптимальные условия возбуждения кильватерных полей в плазме с помощью отдельного РЭС, их последовательности или РЭС в режиме его динамической самомодуляции. Результаты исследований возбуждения ускоряющих полей отдельным релятивистским электронным сгустком и их последовательностями в плазме, в том числе помещенной во внешнее магнитное поле, позволяют выяснить перспективы и оценить возможности создания на основе кильватерного метода ускорения заряженных частиц ускорителей нового типа с темпом ускорения значительно большим, чем у классических линейных резонансных ускорителей.

### 2.3. Эксперименты по PWFA

Экспериментальные исследования по методу ускорения заряженных частиц кильватерными волнами были начаты в Арагонской лаборатории (ANL) [9, 10, 36, 37, 45], затем были продолжены в Токийском университете [15]. В первых экспериментах в ANL использовали пучки с энергиями 24,1 МэВ (основной сгусток с электрическим зарядом 4 пКл и геометрическими размерами около 1 мм) и 16,6 МэВ (ускоряемый и диагностируемый сгусток с теми же геометрическими размерами), плотность плазмы, в которую инжектировались сгустки, изменялась от  $10^{11}$  до  $10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Амплитуда возбужденных полей составила около 6 МэВ/м, что нельзя было объяснить без учета нелинейностей плазмы и сгустка. Авторами были проведены (см., например, [9, 10]) лишь одномерные расчеты и лишь некоторые прикидки, учитывающие двух-, трехмерные эффекты. Сами авторы указывали на необходимость последовательного учета трехмерных эффектов с учетом нелинейного поведения частиц плазмы и сгустка, что далее и сделано. В Токийском университете эксперименты по PWFA проводились с последовательностью 6 сгустков, с энергией частиц 500 МэВ, плотность плазмы менялась примерно в тех же пределах, что и в предыдущих экспериментах. Получена линейная зависимость амплитуды возбужденного кильватерного поля от плотности плазмы в пределах от  $10^{11}$  до  $10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Недостаточно эффективное возбуждение полей и сильное радиальное смещение последующих сгустков не нашли адекватного теоретического объяснения (ответы на многие из этих вопросов получены в результате проведенных нами исследований). Цель проектов ускорителей будущего состоит в развитии кильватерных методов ускорения для создания будущих коллайдеров. Наиболее активно ведутся исследования по PWFA в Арагонской национальной лаборатории, Калифорнийском университете в Лос-Анжелесе, Университете "Южная Калифорния" совместно со Стэнфордским ускорительным центром на 30 ГэВ-ном электронном ускорителе [30]. Предваритель-

тельные результаты этих очень важных исследований были доложены на ежегодном собрании Американского физического общества в конце октября 2000 года. но они сообщены лишь в виде аннотаций, а публикации в журналах пока отсутствуют. Поэтому мы не можем в этом разделе обсудить эти многообещающие результаты. В Арагонской национальной лаборатории [37, 50] создан ускоритель с фотокатодным источником, который сможет обеспечить такие параметры сгустка: энергия частиц – 200 МэВ, заряд в сгустке – 100 нКл при длительности 20 пс. Для поджига фотокатода используется лазер с энергией 8 мДж, длительностью импульса 2 пс, работающий на длине волны 248 нм. Этот проект предусматривает получение темпа ускорения около 100 МэВ/м.

#### *2.4. Возбуждение кильватерных полей лазерными импульсами*

Другим, не менее перспективным, путем возбуждения кильватерных полей в плазме является использование короткоимпульсных (пикосекундных и фемтосекундных) лазерных пучков с интенсивностями  $10^{16} - 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>. В работах [39-40] описаны результаты последних экспериментов по схеме PBWA (мы хотели бы напомнить, что метод ускорения биейнными пучков электромагнитных импульсов был впервые предложен в [42]), проведенных в Калифорнийском университете Лос-Анжелеса. Релятивистские плазменные волны резонансно возбуждались в плазме в результате биейнания двух коллинеарных лазерных пучков, полученных в  $CO_2$  лазерах, одновременно работающих на двух длинах волн. Используя электронный пучок с пиковым током 200 мА и энергией частиц 2 МэВ с длительностью импульса 1 нс, исследовали ускорение тестовых частиц для измерения продольных полей в плазме, которые в данном случае сами имеют большой релятивистский фактор – 34 (релятивистский фактор велик из-за большого отношения частоты лазера к электронной плазменной частоте, т.е.  $\gamma = \omega/\omega_{pe}$ ). Ускоренные электроны диагностировались по энергии с помощью специального многосекторного магнита и поверхностного барьерного детектора. Электроны были ускорены до 20 МэВ на длине 1 см при темпе ускорения более чем 1,8 ГэВ/м. Экспериментально доказано [41] ускорение электронов в релятивистских плазменных волнах, генерируемых благодаря вынужденному рамановскому рассеянию вперед от отдельного одночастотного короткоимпульсного лазера. Длина волны лазера 1,053 мкм, длительность импульса  $6 \times 10^{-13}$  с с пиковой мощностью  $8 \times 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>, плазма создавалась дополнительным лазером и ее плотность изменялась в пределах  $1 \times 10^{15} - 2,5 \times 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Однородной плазма была на длине 0,8 мм. Таким образом, вынужденное рамановское рассеяние вперед наблюдалось в коротком импульсе высокоинтенсивного лазера в экспериментах с разреженной плазмой. Наблюдавшиеся ускоренные электроны коррелировали с первой антистоксовой компонентой излучения. Расчеты этих же авторов показали, что при увеличении длины взаимодействия до 1,3 мм может быть достигнут темп ускорения 1 ГэВ/см. Так, начиная с пионерской работы [4], в которой были предложены одновременно с BWA метод LWFA (возбуждение коротким лазерным импульсом кильватерных полей в результате рамановского рассеяния вперед). Многочисленные исследования BWA-метода ускорения, включающие экспериментальные и теоретические исследования, дополненные численным моделированием (см. также [39, 40]), показали, что этот метод работает лучше

всего при длинах импульса, согласующихся с теорией [43]. Это ограничение обусловлено отстройкой частоты плазмы от разностной частоты лазеров. Согласно численным результатам малая длина ускорения обусловлена не неоднородностью плазмы, а релеевской длиной. При этом ускоряются около 2% инжектированных частиц. Прогресс в теории по моделированию лазерно-плазменного ускорителя изложен обстоятельно в работах [38, 46, 49]. В частности, обсуждена возможность использования канала для уменьшения радиальных сил на импульс. Ранее [4] обсуждался вопрос о целесообразности плазменного канала. Однако в последних работах предлагается использовать не прямоугольный канал, а канал специальной формы. Так как известно, что наибольшим препятствием является дифракционная расходимость, то благодаря выбору параметров канала удалось существенно увеличить длину ускорения до  $\lambda_{pe}(\omega^2/\omega_{pe}^2)(1+c^2/V_{osc})$ , где  $V_{osc} = (eE)/(m\omega)$  – скорость осцилляций электрона в поле лазерной волны. В данном случае инкремент рамановской неустойчивости имеет вид  $\gamma_{RS} = 2^{-3/2}(V_{osc}/c) \times (\omega_{pe}^2/\omega)\sqrt{1 - (4p\lambda_{pe})^2/(2\pi)^2}$ , где  $p^2 + h^2 = (2\pi)^2/(\lambda_{pe})^2$ ,  $p = h \tanh \alpha$ ,  $\alpha$  – характерный размер канала. Авторами [46] проведены исследования прохождения интенсивного лазерного импульса через плазму со специально выбранной формой канала. В пустом канале авторы нашли уменьшение инкремента для рамановского рассеяния вперед, если  $\pi a < 0,13\lambda_{pe}$ .

### 2.5. Самомодулированный LWFA и LWFA

Выше мы уже обсуждали вопросы ускорения заряженных частиц в режиме Sm LWFA. В данном подразделе мы хотим проанализировать последние работы, выполненные в этом направлении исследований. Это очень важно потому, что с физической точки зрения самомодуляция лазерного импульса и самомодуляция РЭС имеют очень много общего, а как мы увидим в дальнейшем – самомодуляция РЭС является одним из наиболее перспективных методов возбуждения интенсивных ускоряющих полей в плазме. В работе [44] детально экспериментально исследована самомодуляция интенсивного лазерного импульса (мощность электромагнитного излучения 2 ТВт, длительность импульса 400 фс, энергия в импульсе 1 Дж, длина волны 1,054 нм, интенсивность  $5 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>, начальный радиус пятна 6 мкм) в плазме с плотностью  $1,4 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Ускорено  $10^8$  электронов плазмы до энергии 30 МэВ, плазменная волна существует на 20 рэлеевских длинах. Установлена корреляция между появлением гармоник и ускоренными электронами. Показано, что при снижении мощности в два раза или понижении плотности плазмы отсутствуют электроны высоких энергий. В работе [46] установлено экспериментально самоканалирование интенсивного ( $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>) лазерного импульса в плазме на промежутке в 12 рэлеевских длин. В работах [47, 48] рассмотрено экспериментально и теоретически ускорение инжектированных электронов с энергией 3 МэВ интенсивной кильватерной волной (напряженность ускоряющего электрического поля 1,5–15 ГВ/м), возбуждаемой лазерным импульсом с энергией 5 Дж, длительностью импульса 400 фс + 7 пс с предварительно созданным плазменным каналом с плотностью плазмы  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Показано, что в случае длинного импульса, т.е. когда мощность мала по сравнению с критической для самофокусировки мощностью, импульс распространяется в канале на 3 рэлеевских длины. Резонансная плазменная волна с 6% вариацией плотности возбуждается в результате неустойчивости самомодуля-

ции. Амплитуда плазменной волны далека от опрокидывания, и не генерируются плазменные электроны МэВ-ного диапазона энергий. В случае высокой мощности имеет место сильно нелинейное взаимодействие, которое приводит к филаментации. Происходит самофокусировка и самомодуляция, но не генерируются интенсивные резонансные плазменные волны. Генерация большого числа электронов МэВ-ного диапазона энергий наблюдается для мощностей, в 28 раз превышающих порог релятивистской самофокусировки. В работе [49] детально (экспериментально и 3-мерным моделированием) исследована генерация электронного пучка в Sm LWFA и показано, что полученный пучок пиков 2 МэВ имеет чрезвычайно малый эмиттанс ( $0,06\pi$  мм $\times$ мрад), основную роль играют не силы пространственного заряда в пучке, а нелинейность плазменной волны и магнитное поле (причем не статическое, о чем пишут во многих работах, а поле волны).

### 2.6. "Wake-field" с каналом пониженной плотности

Предложенная программа [30, 50] по развитию метода PWFA опирается на использование канала с пониженной плотностью. Представлены результаты и предложения по взаимодействию интенсивных релятивистских пучков с плазмой, которая помещена в небольшое магнитное поле. Т.к. рассматриваются пучки с плотностью  $n_b > n_p$ , то электроны уходят из области распространения пучка и образуется ионный канал (иначе называется режим ионной фокусировки). Программа по экспериментальному исследованию и созданию PWFA ведется на арагонском "wake-field" ускорителе. В последних работах [30, 50] предлагается режим выдувания, создающий условия для прохождения электронного пучка через плазму с минимальными искажениями и потерями. Эта работа представляет близкую к равновесию модель распространяющегося с минимальной деградацией пучка через разреженную плазму, в частности, и при наличии внешнего магнитного поля. Представлены численные результаты, полученные используя уравнения Власова-Максвелла для описания электронов пучка вместе с гидродинамическими уравнениями для частиц плазмы. Сравнение результатов, основанных на равновесной модели, с полученными при моделировании дискретными частицами, которые удовлетворяют условиям модели, показывает, что бесстолкновительное затухание приводит к равновесию. Обсуждается также возможность использования РЭС в качестве адиабатической линзы. Недавно предложенный режим "выдувания" для PWFA [30, 50], в котором все плазменные электроны удалены из области пучка, имеет достоинства для ускоряемого сгустка. Когда интенсивный электронный пучок распространится через разреженную плазму ( $n_0 < n_b$ ), пучок достаточной длительности будет вызывать полное удаление электронов и образование ионного канала. Это называется ионно-фокусирующий режим. Благодаря магнитным самофокусирующим силам пучок будет распространяться в ионном канале. При этом равновесный радиус  $R_{eq}$  пучка будет  $R_{eq} = \epsilon_n / \sqrt{2\pi r_e n_0 \gamma_b}$ , где  $\epsilon_n$  - нормализованный эмиттанс пучка,  $r_e$  - классический радиус электрона. Пучок может быть в трех качественно различных областях. Экстремально ведущий край или голова пучка не будет фокусироваться плазмой, вызывая ее расширение. На тело пучка, которое распространяется в ионном канале, будет действовать максимальная фокусирующая сила. В переходной области между этими двумя областями эволюция пучка не может описываться ли-

нейной оптикой из-за присутствия электронов плазмы. Для короткого импульса  $Z_0$  ( $2\pi Z_0 \leq \lambda_{pe}$ ) эволюция головы пучка и переходной области очень важны для определения эффективной транспортировки пучка на большие расстояния.

Для пучков ультрарелятивистских энергий передняя часть расширяется свободно в соответствии со значением эмиттанса, задерживая выход плазменных электронов. Это уменьшает фокусирующую силу на последующие слои пучка, что приводит к существенной эрозии. Простая одномерная модель показывает, что после некоторого начального расширения эрозия происходит далее очень медленно. Дополнительно показано, что расширение осуществляется до полного удаления плазменных электронов, то есть пучок медленно достигает области пинчевания, реализуя равновесную конфигурацию. В указанном режиме авторы [50] планируют использовать сгустки с зарядом 90 нКл для получения ускоряющих полей 80–150 МэВ/м. В дальнейшем будут изложены результаты исследований по формированию ионного канала вследствие движения ионов в возбуждаемых РЭС самосогласованных электромагнитных полях.

## Литература

1. Budker G.I. Relativistic Stabilized Electron Beam. // Proc. CERN Symp. of High Energy Accelerators and Pion Physics. Geneva, 1956, v.1, p.68–73.
2. Veksler V.I. Coherent Principle of Acceleration of Charged Particle. // Proc. CERN Symp. of High Energy Accelerators and Pion Physics. Geneva, 1956, v.1, p.80–83.
3. Fainberg Ya.B. The Use of Plasma Waveguides as Accelerating Structures in Linear Accelerators. // Proc. CERN Symp. of High Energy Accelerators and Pion Physics. Geneva, 1956, v.1, p.84–87.
4. Tajima T., Dawson J.M. Beat-Wave Acceleration. // Phys. Rev. Lett., 1979, v.43, p.267–270.
5. Файнберг Я.Б. Плазменная электроника и плазменные методы ускорения заряженных частиц. // Физика плазмы, 2000, т.26, N4, с.335–343.
6. Chen P., Dawson J.M., Huff R.W. and Katsouleas T. Acceleration of Electrons by the Interaction of a Bunched Electron Beam with a Plasma. // Phys. Rev. Lett., 1985, v.54, p.693–696.
7. Katsouleas T. Physical Mechanisms in the Plasma Wake-Field Accelerator. // Phys. Rev. A., 1986, v.33, p.2056–2064.
8. Аматауни А.И., Магомедов М.Р., Сехпосян Э.В., Элбакян С.С. Возбуждение нелинейных стационарных волн в плазме электронными сгустками. // Физика плазмы, 1979, т.5, вып.1, с.85–89.
9. Rosenzweig J.B. Nonlinear Plasma and Beam Physics. // FERMILAB Conf.90/40, FNAL, Batavia, Illinois, 1990, p.36.

10. Rosenzweig J.B., Breizman B.N., Katsouleas T., Su J.J. Acceleration and Focusing of Electrons in Two Dimensional Nonlinear Plasma Wake-Fields. // *Phys. Rev. A.*, 1991, v.44, p.R6189-R6195.
11. Андреев Н.Е., Горбунов Л.М., Кирсанов В.И., Погосова А.А., Рамазашвили Р.Р. Резонансное возбуждение кильватерных волн лазерным импульсом в плазме. // *Письма в ЖЭТФ*, 1992, т.55, с.551-554.
12. Krall J., Ting A., Esarey E., Sprangle P. Enhanced Acceleration in a Self-Modulated-Laser Wake-Field Accelerator. // *Phys. Rev. E.*, 1993, v.48, p.2157-2163.
13. Antonsen T.M., Mora P. Self-focusing and Raman Scattering of Laser Pulses in Tenuous Plasmas. // *Phys. Rev. Lett.*, 1992, v.69, p.2204-2207.
14. Sprangle P., Esarey E., Krall J. and Joyce G. Propagation and Guiding of Intense Laser Pulses in Plasmas. // *Phys. Rev. Lett*, 1992, v.69, p.2200-2203.
15. Nakajima K., Kawakubo T., Nakanishi H., Ogata A. et al. Proof-of Principle Experiment of Laser Wakefield Acceleration Using a 1ps 10 TW Nd: Glass Laser. // *AIP Conference Proceedings 335. Advanced Accelerator Concepts / by ed. Paul Schoesow ANL, Fontana, WI, 1994, AIP, 1995, p.145-155.*
16. Modena A., Najmudin Z., Dangor A. E. et al. *Nature (London)*, 1995, v.337, p.806-807.
17. Ахнезер А.И., Половин Р.В. К теории волновых движений электронной плазмы. // *ЖЭТФ*, 1956, т.30, с.915-921.
18. Балакирев В.А., Карась И.В., Сотников Г.В. Возбуждение кильватерных полей релятивистским электронным сгустком в магнитоактивной плазме. // *Физика плазмы*, 2000, т.26, N10, с.948-951.
19. Карась В.И., Карась И.В., Левченко В.Д., Сигов Ю.С., Файнберг Я.Б. 2.5-мерное численное моделирование формирования плазменного канала ионами при распространении конечной последовательности релятивистских электронных сгустков в плотной и разреженной плазме. // *Физика плазмы*, 1997, т.23, N4, с.311-315.
20. Karas' V.I., Balakirev V.A., Fainberg Ya.B., Karas' I.V., Kornilov E.A., Levchenko V.D., Sigov Yu.S., Sotnikov G.V. Nonlinear Phenomena and Self-Organization Structures in Plasmas. // *Journal of Technical Physics*, 2000, v.41, N1, p.293-305.
21. Балакирев В.А., Сотников Г.В., Файнберг Я.Б. Модуляция релятивистских электронных сгустков в плазме. // *Физика плазмы*, 1996, т.22, N2, с.165-169.
22. Теория и расчет линейных ускорителей. // *Сборник научных трудов - М.: Госатомиздат, 1962, 346 с.*

23. Бологовский В.М., Столяров С.Н. Поля источников излучения в движущихся средах. // Эйнштейновский сборник, 1978-1979. – М.: Наука, 1983, с.173-187.
24. Коваленко В.П., Пергаменщик В.М., Старков В.И. Динамика быстрого сгустка зарядов в плазме. // Физика плазмы, 1985, т.11, вып.4, с.417-424.
25. Куклин В.М. Одномерные движущиеся сгустки заряженных частиц в плазме. // УФЖ, 1986, т.31, N 6, с.853-859.
26. Аматыни А.Ц. и др. Возбуждение сильных продольных волн в плазме электронными сгустками. // Физика плазмы, 1986, т.12, вып.9, с.1145-1147.
27. Esarey E., Krall J. and Sprangle P. Envelope Analysis of Intense Laser Pulse Self-Modulation in Plasmas. // Phys. Rev. E., 1993, v.48, p.2157-2163.
28. Ting A., Moore C.I., Krushelnik K., Burris H.R., Manka C., Fischer R. et al. Channeling and Time Evolution of Laser Wakes and Electron Acceleration in a Self-Modulated Laser Wakefield Accelerator Experiment. // IEEE Trans. on Plasma Science, 1998, PS-26, p.611-615.
29. Nakajima K., Ogata A. Recent Progress and Perspectives of Laser - Plasma Accelerators. // Proc. of the 11-th Symposium of Accelerator Science and Technology, Harima, 1997, p.36-40.
30. Lee S. and Katsouleas T., Hemker R. and Mori W.B. Simulations of a meter-long plasma wakefield accelerator. // Phys. Rev. E, 2000, v.61, p.7014-7021; Assmann R., Chen P., Decker F., Iverson R. et al. Progress Toward E-157: A 1 GeV Plasma Wakefield Accelerator. // Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference, New York, 1999, p.330-332.
31. Горбунов Л.М., Кирсанов В.П. Возбуждение плазменных волн пакетом электромагнитного излучения. // ЖЭТФ, 1987, т.93, вып.2(8), с.53-56.
32. Chen P., Noble R. Crystal Channel Collider: Ultra-High Energy and Luminosity in the Next Century. // Advanced Acceleration Concepts / ed. S. Chattopadhyay, S. McCullough and P. Dahl, AIP Press, New York, 1997, p.273-286.
33. Chen P., Huang Z. and Ruth R. Channeling Acceleration: A Path to Ultrahigh Energy Colliders. // Proceedings of the Fourth Tamura Symposium on Accelerator Physics, AIP. Proc. 356 /ed. T. Tajima, AIP, New York, 1995, p.95-106.
34. Tajima T., Covenago M. Crystal X-ray Accelerator. // Phys. Rev. Lett., 1987, v.59, p.1440-1443.
35. Tajima T., Newberger B.S. High-Energy Beam Transport in Crystal Channels. // Phys. Rev. A., 1989, v.40, p.6897-6903.
36. Rosenzweig J.B. Trapping, Thermal Effects and Wave Breaking in the Nonlinear Plasma Wake-Field Accelerator. // Phys. Rev. A., 1988, v.38, p.3634-3642.

37. Schoessow P., Chojnacki E., Gai W., Ho C., Konecny R., Power J., Rosing M., Simpson J. The Aragonne Wake-Field Accelerator – Overview and Status. // Proc. of the 1993 Particle Accelerator Conference. IEEE, v.4, p.2596–2598.
38. Dawson J.M. Role of Computer Modeling of Plasmas in the 21st Century. // Physics of Plasmas, 1999, v.6, N12, p.4436–4443.
39. Clayton C.E. et al. Experiments of the Beat-Wave-Acceleration. // Phys. Rev. Lett., 1993, v.70, p.137–140.
40. Clayton C.E. et al. Demonstration of Plasma Beat-Wave Acceleration of Electron from 2 MeV to 20 MeV. // Proceedings of the 1993 Particle Accelerator Conference, Washington, May 17–20, 1993. IEEE, 1993, v.4, p.2551–2553.
41. Coverdale C. et al. Electron Acceleration in Relativistic Plasma Waves Generated by a Single Frequency Short-Pulse Laser. // Proc. of 1995 PAC. IEEE, 1996, v.2, p.758–760.
42. Литвак А.Г. О нелинейном возбуждении плазменных волн. // Известия вузов. Радиофизика, 1964, т.7, N3, с.562–563.
43. Rosenbluth M.N. and Liu C.S. Excitation of Plasma Wave by Two Laser Beams. // Phys. Rev. Lett., 1972, v.29, N19, p.701–704.
44. Moore C.I., Ting A., Krushelnick K. et al. Electron Trapping in Self-Modulated Laser Wakefields by Raman Back-scatter. // Phys. Rev. Lett., 1997, v.79, N20, p.3909–3912.
45. Rosenzweig J., Cline D., Cole B. et al. Experimental Observation of Plasma Wake-Field Acceleration. // Phys. Rev. Lett., 1988, v.61, p.98–101.
46. Wagner R., Chen S.-Y., Maksimchuk A., Umstadter D. Electron Acceleration by a Laser Wake-Field in a Relativistically Self-Guided Channel. // Phys. Rev. Lett., 1997, v.78, N16, p.3125–3128.
47. Dorchies F., Amiranoff F., Malka V. et al. Acceleration of Injected Electrons in a Laser Wake-Field Experiment. // Phys. of Plas., 1999, v.6, N7, p.2903–2913.
48. Amiranoff F., Baton S., Bernard D. et al. Observation of Laser Acceleration of Electrons. // Phys. Rev. Lett., 1998, v.81, N5, p.995–998.
49. Chen S.Y., Krishnan M., Maksimchuk A. et al. Detailed Dynamics of Electron Beam Self-Trapped and Accelerated in a Self-Modulated Laser Wakefield. // Physics of Plasmas, 1999, v.6, N12, p.4739–4749.
50. Barov N., Conde M., Gai W. and Rosenzweig J.B. Results of Blowout Regime Propagation Experiments of an Electron Beam in a Plasma. // IEEE Transactions of Plasma Science, 1998, v.PS-26, N12, p.627–629.



## СОСТОЯНИЕ ДЕЛ ПО СОЗДАНИЮ СИСТЕМЫ ПОДАВЛЕНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ КОЛЕБАНИЙ ДЛЯ БОЛЬШОГО АДРОННОГО КОЛЛАЙДЕРА (ЦЕРН)

*Е.В. Горбачев, И.Н. Иванов, В.В. Косулин, Н.И. Лебедев,*

*В.А. Мельников, С.В. Рабцун*

*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна*

*Т. Линнекер, Р. Луерс, Й. Тукмантейл, В. Хефль*

*Европейский центр ядерных исследований, Женева*

Высокая интенсивность протонного пучка, инжектируемого в большой адронный коллайдер [1] (ЛНС, ЦЕРН), налагает особые требования на систему подавления поперечных когерентных колебаний пучка (СППК). Эта система создается в коллаборации ЦЕРН-ОИЯИ-Россия (проект "ЛНС Damper"). Основными задачами для нее являются компенсация ошибок инжекции, предотвращение роста эммитанса и подавление поперечных неустойчивостей различной природы. Особой характеристикой является чрезвычайная широкополосность обрабатываемых сигналов (от 2 кГц до 20 МГц) при средней мощности 16 кВт. Кроме того, ряд особенностей коллайдера (сверхвысокий вакуум, требования на механическую точность, эффект "электронного облака" и другое) серьезно усложняют конструкцию. Совокупность условий привела к выбору конфигурации в виде электростатического дефлектора (кикера), защищаемого от мощного тетродного усилителя. Настоящая работа посвящена описанию разработанных и испытанных прототипов устройств.

### Status Report on the Transverse Damping Systems for the Future CERN LHC

*E. Gorbachev et al.*

Injection of the high intensity proton beam into the CERN Large Hadron Collider (LHC) presents challenging requirements for the transverse damping system built as a joint project between CERN, JINR (Dubna) and Russian Federation ("project LHC Damper"). This system must quickly reduce injection errors to minimise beam loss to remove risk of quench, and preserve emittance for high luminosity. It should work in a wide frequency range of 20 MHz to fight transverse coupled bunch instabilities. A low frequency electrostatic kicker with tetrode amplifiers has been chosen and the design considerations leading to this choice are described. The kicker design took account of the heating due to the electron cloud effect. A model to simulate the kicker/amplifier combination is presented. Finally preliminary results on the performance of the prototype damper power amplifier and kicker are given.

## 1. Основные характеристики и требования к системе

В качестве прототипа разрабатываемой системы была принята конфигурация, используемая в составе суперпротонного синхротрона (SPS, ЦЕРН). Однако имеется ряд существенных отличий, определяемых как параметрами пучка, так и особенностями коллайдерного режима. Исходными данными для проектирования являлись параметры пучка ЛНС, которые приведены в табл. 1.

Таблица 1. Основные параметры пучка ЛНС и требования к СППК

Энергия инжекции	450 ГэВ/с
Статическая ошибка инжекции ( $\beta = 183$ м)	2 мм
Рипл ( $\beta = 183$ м)	2 мм
Время развития резистивной неустойчивости	14 мс
Время раскогеренирования	68 мс
Допустимое возрастание эмittance	2,5 %
Полное время подавления	4,7 мс (53 оборота)
Расстояние между банчами	25 нс
Минимальное расстояние между цугами	995 нс
Нижняя бетатронная частота	> 2 кГц
Максимальная частота для подавления	20 МГц
Апертура кикера	52 мм
Число кикеров на пучок/направление	4
Длина пластин кикера	1,5 м
Номинальная амплитуда до 1 МГц	$\pm 7,5$ кВ
Коррекция за оборот при 450 ГэВ/с до 1 МГц	2 мкрад
Полоса усиления	0,001–20 МГц (60 МГц)
Цифровой шум	10 bit/ $2\sigma$ beam

В целом функциональная схема СППК для ЛНС выглядит так, как показано на рис. 1. Устройства измерения параметров и электроника предварительной обработки сигналов изготавливаются ЦЕРН. Обязательства Коллаборации состоят в разработке и изготовлении мощных широкополосных усилителей и электростатических deflectоров – кикеров (рис. 2).

Всего должно быть изготовлено 20 модулей (по 4-на каждую поперечную координату каждого пучка плюс по два запасных модуля каждого направления).

Дополнительной задачей является конструирование и производство суппорта системы, обеспечивающего размещение устройств в туннеле и необходимую юстировку кикеров.

## 2. Электростатический deflectор

В качестве исполнительного устройства системы выбран электростатический deflectор (кикер), прототип которого был сконструирован и изготовлен в ОИЯИ (рис. 3).

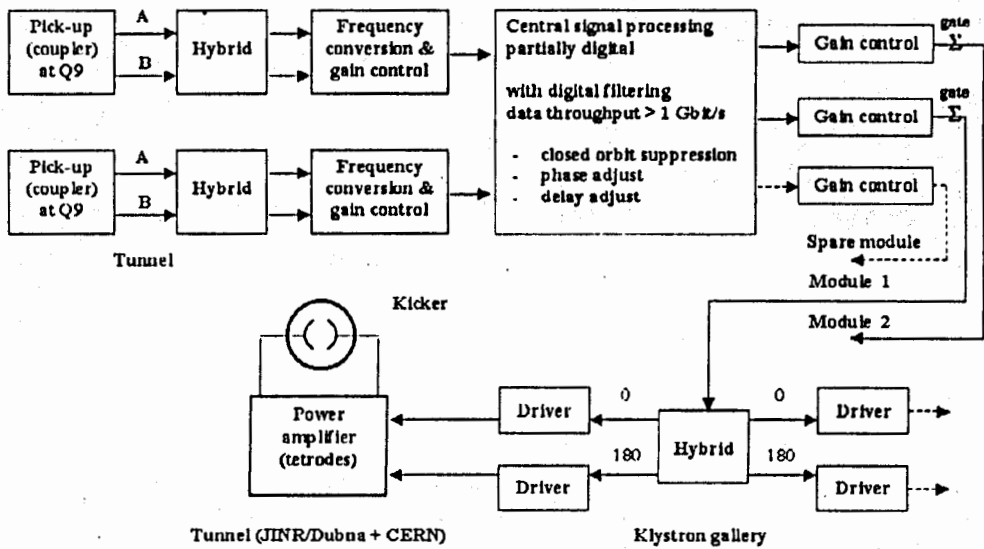


Рис. 1. Функциональная схема СППК LHC

Он представляет собой вакуумный танк длиной 1,6 м с устройствами ввода сигнала, внутри которого расположены два электрода длиной 1,5 м, имеющих форму 90°-х секторов с апертурой 52 мм. Электроды фиксируются внутри танка с помощью металлокерамических колец, обеспечивающих высокую точность расположения электрической оси дефлектора.

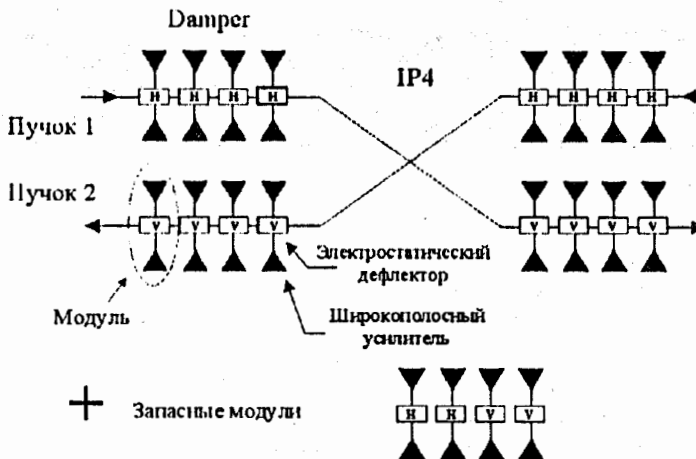


Рис. 2. Оборудование, разрабатываемое и изготавливаемое Коллаборацией



Рис. 3. Прототип кикера на стенде в ЦЕРН

### 2.1. Особые требования к конструкции

Основными проблемами при разработке кикера были противоречивые условия механической надежности (ресурс работы без обслуживания 20 лет), точности изготовления и юстировки (точность расположения электродов  $\pm 50$  мкм, несоосности жестко связанной пары кикеров на базе 3,1 м –  $\pm 250$  мкм), вакуумные характеристики (рабочий вакуум ЛНС составляет 10–11 торр), а также радиофизические свойства структуры (максимально допустимый продольный импеданс кикера и способы его уменьшения продолжают обсуждаться).

Все это накладывает особые ограничения как на конструкцию, так и на выбор материалов и технологию производства. Предложенная конструкция прототипа представлена на рис. 4. На рис. 5 показан электродный модуль в сборе.

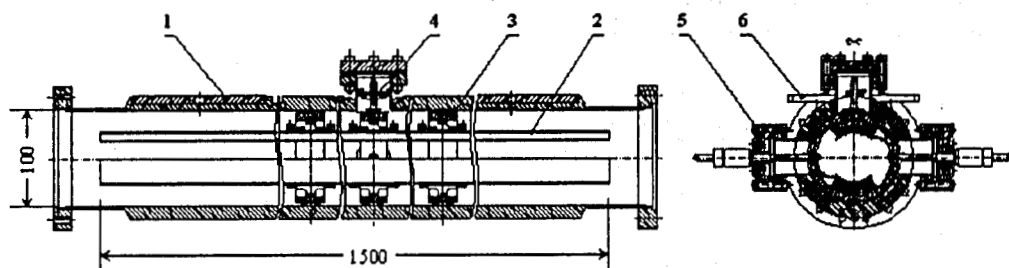


Рис. 4. Фрагмент сборочного чертежа вертикального кикера: 1 – вакуумный танк, 2 – электроды, 3 – металлокерамические кольца, 4 – устройство фиксации электродного модуля, 5 – устройство ввода сигнала, 6 – пластина для установки юстировочной мишени

На данный момент технология производства согласована с изготовителями отдельных узлов, подобраны необходимые материалы, доработанная документация передана в ЦЕРН для окончательного утверждения.

Проблема уменьшения продольного импеданса может потребовать введения в конструкцию дополнительных переходных емкостей для отвода высокочастотной мощности, выделяемой полем пучка на электродах.

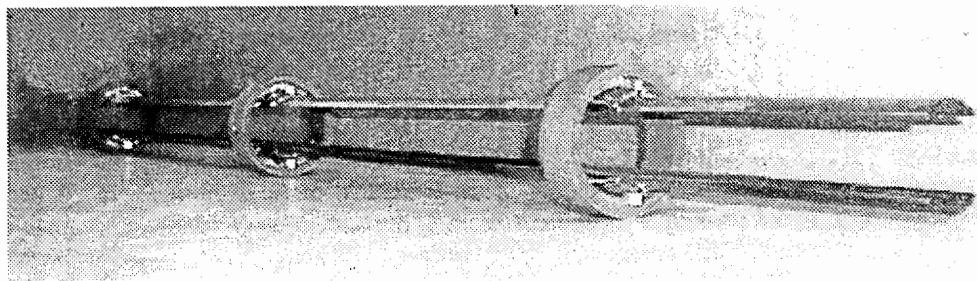


Рис. 5. Электродный модуль в сборе

## 2.2. Проблема электронного облака

Отдельной проблемой оказалось серьезное влияние вторичных электронов, выбиваемых протонным пучком из остаточного газа, на работу детектирующей аппаратуры, приводящее к нагреву оборудования, расположенного внутри вакуумной камеры (проблема электронного облака).

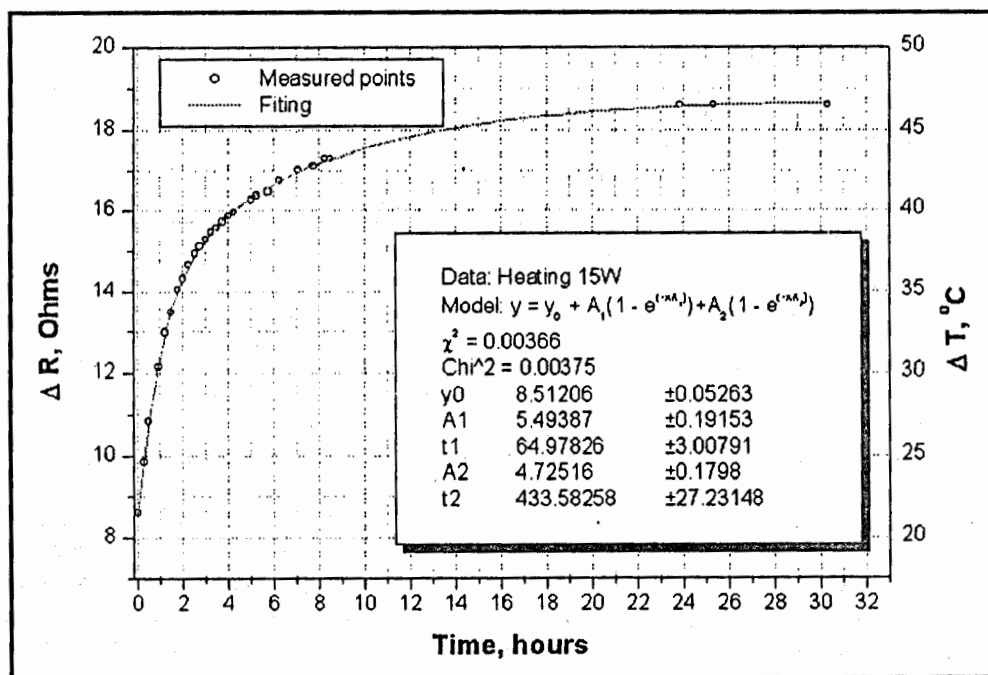


Рис. 6. Результаты эксперимента по тепловым нагрузкам на электроды

В связи с этим были проведены испытания кикера на устойчивость к тепловым нагрузкам. Специальный стендовый эксперимент, проведенный в ЦЕРН, показал,

что при максимально возможной выделяемой тепловой мощности 15 Вт установившаяся относительная температура отклоняющих пластин кикера не превышает 50 градусов, что не влияет на параметры конструкции. Результаты эксперимента приведены на рис. 6.

В доработанной конструкции также учтен указанный эффект и увеличен теплоотвод с электродного модуля в атмосферу за счет увеличения площади контактных опор металлокерамических колец и модернизации устройства ввода сигнала. Кроме того, для обеспечения стока накопленного заряда с колец электродного модуля была специально разработана технология металлизации керамики слоем ренния с сопротивлением между электродами порядка 30 МОм.

### 3. Широкополосный усилитель

Основные требуемые параметры усилителя для СППК приведены в таблице 2. Очевидно, что отличительной особенностью разрабатываемого усилителя является сочетание высокой мощности и жестких требований на широкополосность. При этом система в целом должна быть свободна от паразитных резонансов в полосе до 60 МГц.

Таблица 2. Основные параметры усилителя для СППК

Амплитуда сигнала	$\pm 7,5$ кВ
Средняя мощность на тетрод	16 кВт
Частотная характеристика	$10^{-3} \div 1$ МГц $\Rightarrow$ полный сигнал $1 \div 20$ МГц $\Rightarrow$ 6дВ/октава
Время нарастания, 10-90%, 1-99%,	350 нс 720 нс

Приведенные параметры являются минимально необходимыми, так как коллапс-дерный режим характерен длительным рабочим циклом (до 10 часов) и рядом особых эффектов, уменьшающих как время жизни пучка, так и его светимость. Это, в свою очередь, может потребовать расширения частотной полосы и увеличения амплитуды воздействия.

В связи с этим, кроме базового классического усилителя, в ЛФЧ ОИЯИ был разработан и изготовлен вариант схемы с параллельным управлением (каскадный усилитель). Такая схема дает не только существенное увеличение площади усиления, но и позволяет эффективно использовать нелинейные режимы подавления [3.4.5]. Исследования каскадного усилителя зарезервированы как перспективный путь усовершенствования СППК.

Одним из дополнительных условий, увеличивающих сложность разработки, является недопустимость использования в составе усилителя полупроводниковых компонентов. Это связано с радиационной нагрузкой на усилитель в тоннеле. Тем самым определяется практическая невозможность введения обратной связи в схему.

С целью поиска возможных схемотехнических решений, уменьшения затрат, ускорения разработки системы, оптимизации ее характеристик было проведено моделирование электрических схем усилителей с помощью программы расчета электронных схем MicroSim PSpice. При этом для активных элементов схемы, тетродов RS2048-CJ, а также резисторов с водяным охлаждением были разработаны модели Pspice [6]. Задачей расчета является получение значений элементов схемы для достижения заданных параметров системы, анализ устойчивости и влияния паразитных элементов схемы на ее характеристики, а также определение необходимых параметров систем питания усилителя. Оба варианта были исследованы на стендах в ОЯИИ и ЦЕРН.

### 3.1. Классический вариант

Упрощенная принципиальная схема классического усилителя приведена на рис. 7.

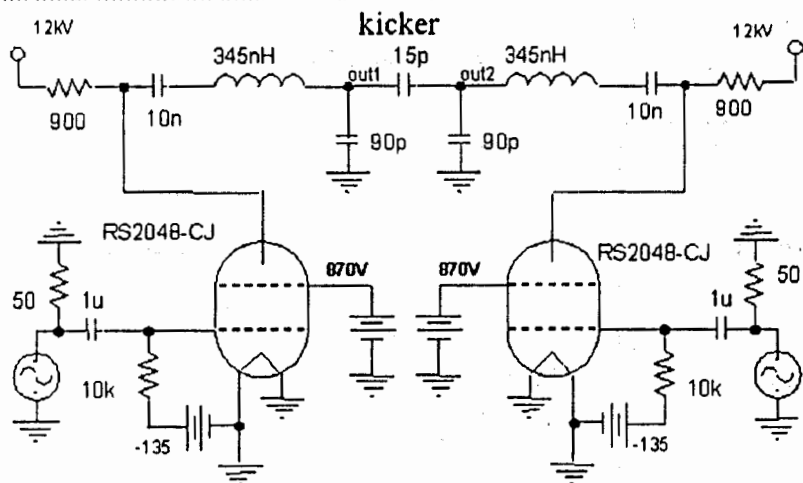


Рис. 7. Упрощенная принципиальная схема классического усилителя

Он представляет собой двухтактный усилитель класса АВ на основе реостатного лампового каскада с общим катодом [7]. В качестве усилительных элементов схемы использованы тетроды Siemens RS2048. Необходимо подчеркнуть, что эти тетроды были специально разработаны фирмой "Siemens" по результатам предварительных исследований специалистов ОЯИИ. Резисторы с водяным охлаждением являлись анодной нагрузкой лампы. Нагрузкой усилителя (чисто реактивной) является электростатический дефлектор и линия ввода сигнала.

Полномасштабные испытания прототипа усилителя на специализированном стенде в ЦЕРН (апрель 2001 г.) показали полное соответствие полученных параметров расчетам и проектным требованиям. На рис. 8 приведены расчетные и измеренные характеристики созданного усилителя.

На АЧХ видны неоднородности, вызванные резонансным характером нагрузки. Тем не менее, характеристика усилителя остается гладкой вплоть до 20 МГц. При этом при усилении сигналов до 20 МГц эти неоднородности не сказываются на выходном сигнале, что говорит о достаточно хорошей линейности схемы.

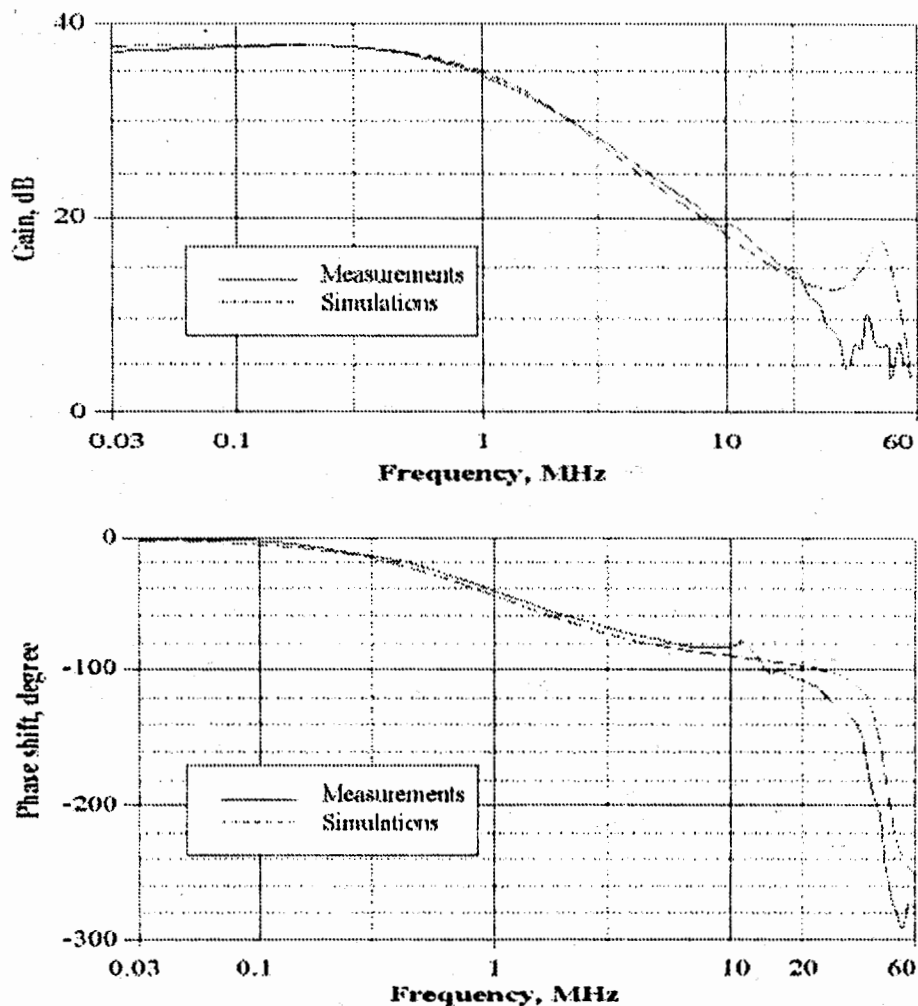


Рис. 8. Расчетные и измеренные характеристики классического усилителя

Выполненные измерения прототипа показывают хорошее соответствие с результатами моделирования в пакете Microsim PSpice, что позволяет использовать созданные модели тетродов для расчета других вариантов усилителя.

### 3.2. Вариант схемы с параллельным управлением

Упрощенная принципиальная схема усилителя с параллельным управлением приведена на рисунке 9.

Специфика проведенной работы состоит в том, что до сих пор были известны реализации подобной схемы на мощности до 100 Вт, тогда как по условиям ЛНС необходимо обеспечить мощность до 16 кВт. Этот вариант также был рассчитан



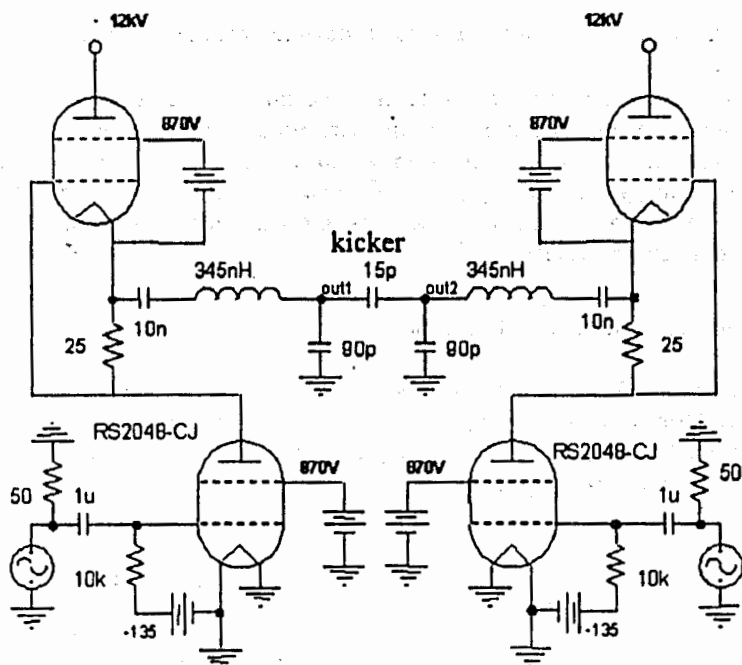


Рис. 9. Упрощенная принципиальная схема усилителя с параллельным управлением

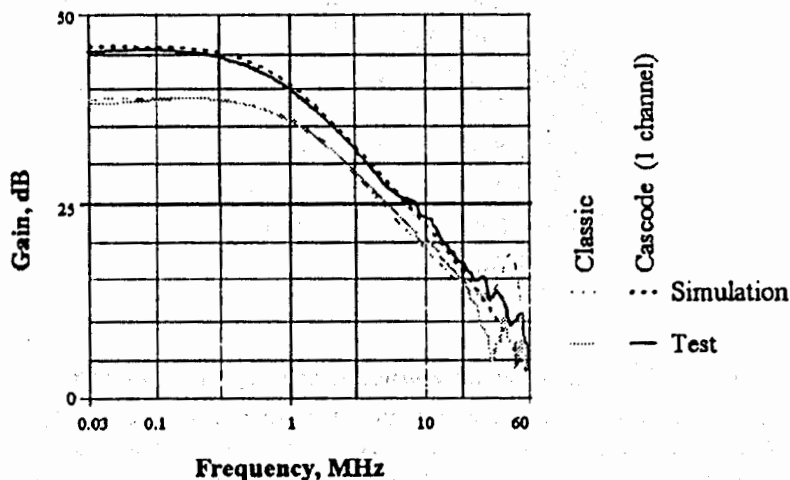


Рис. 10. Сравнительные характеристики классического и каскодного усилителей с использованием программного обеспечения PSpice и исследован при требуемой мощности.

Характеристики, приведенные на рисунке 10, показывают не только хорошее соответствие расчета и эксперимента, но и наглядно демонстрируют преимущества каскодной схемы. Полученное увеличение площади усиления обеспечивает возмож-

ность при необходимости варьировать соотношение коэффициента усиления и широкополосности.

Тем не менее, базовым вариантом принят именно классический усилитель, как апробированный в течение многих лет на различных ускорителях. Это решение определено высокими требованиями на надежность системы. При этом разработка и исследование каскодных схем будет продолжаться во взаимодействии с ЦЕРН. При этом одной из основных задач будет именно выяснение устойчивости работы усилителя в реальных условиях ЛНС.

#### 4. Общая компоновка системы

Как было указано выше, дополнительной задачей коллаборации является конструирование и производство суппорта системы, обеспечивающего размещение устройств в тоннеле и необходимую юстировку кикеров. Рабочий вариант компоновки модулей в тоннеле показан на рис. 11.

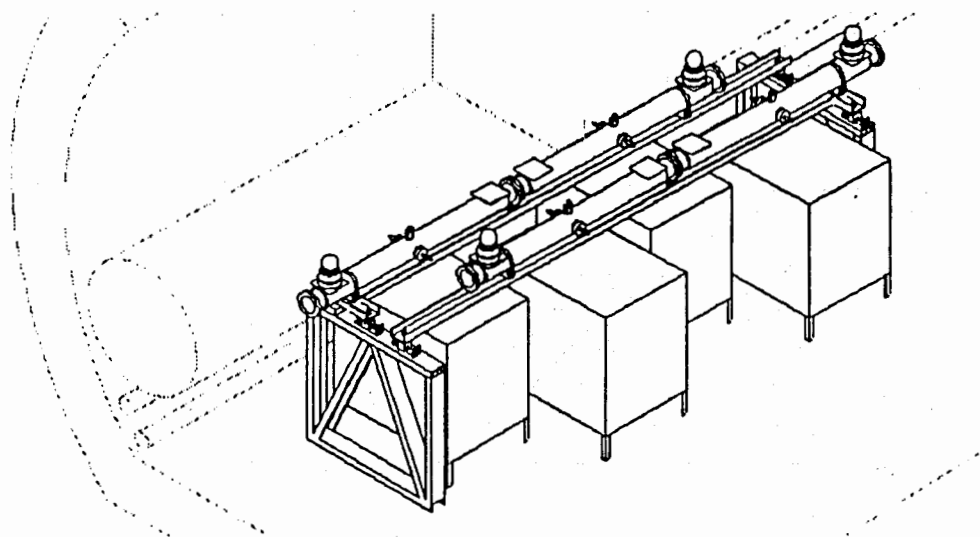


Рис. 11. Рабочий вариант компоновки модулей в тоннеле

Особенностью предлагаемой конструкции и соответствующей системы юстировки является то, что пары кикеров для каждого пучка жестко соединены между собой и установлены на общую балку, юстируемую по трем степеням свободы. Такое решение накладывает дополнительные требования на точность изготовления танков, однако оно неизбежно в связи с жестким ограничением пространства для размещения СППК.

На данный момент это решение принципиально согласовано с экспертами ЦЕРН и может служить базой для окончательной конструкции.

## 5. Заключение

Главный результат завершённых на данный момент работ состоит в том, что схематехника усилителей и конструкция кикера в целом соответствуют требованиям проекта и могут считаться согласованными. В настоящее время документация на прототип системы проходит в ЦЕРН процедуру согласования с ответственными экспертами проекта. Завершение этого этапа будет являться стартом для начала изготовления промышленной серии оборудования.

Авторы выражают глубокую благодарность сотрудникам группы SL HRF ЦЕРН и ускорительного отделения ЛФЧ ОИЯИ за полезные обсуждения и консультации, а также Министерству науки РФ и дирекции ОИЯИ за всестороннюю поддержку работ.

## Литература

1. The LHC Conceptual Design Report, CERN/AC/95-05(LHC).
2. В.П. Аверьянов и др. Разработка системы подавления поперечных когерентных колебаний пучка LHC. – Краткие сообщения ОИЯИ, 1998.
3. V.A. Melnikov. Possibilities of technical implementation of nonlinear damping of transversal coherent oscillation of a beam. – NIM, A 391 (1997), p.93-95. Elsevier Science, Amsterdam, 1997.
4. I.N. Ivanov, V.A. Melnikov. Nonlinear damping of coherent transverse oscillations of a beam in hadron cyclic accelerators and colliders. – NIM, A 391 (1997), p.52-55. Elsevier Science, Amsterdam, 1997.
5. W. Hofle, I.N. Ivanov, R. Louwerson, V.A. Melnikov. Suggestions to increase the transverse damper efficiency. – Particle Accelerator, March 1997.
6. E.V. Gorbachev, V.A. Melnikov, W. Hofle. Computer simulation of the power wide-band amplifier for the LHC Damper project. LHC-Project-Note-259, CERN, Geneva, 2001.
7. В.П. Аверьянов и др. Прототип широкополосного усилителя мощности для системы "LHC Damper". – Труды XVII Совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 2000.
8. T.P.R. Linnekar et al. Transverse feedback system for LHC. – Proceedings of PAC 2001, Chicago, USA, ТРАП004.

# ГРУППИРОВКА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С НИЗКОЙ ЭНЕРГИЕЙ ИНЖЕКЦИИ В БИПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ С $\beta = 1$

*В.Н. Пашенцев, И.С. Щедрин*

*Московский государственный инженерно-физический институт  
(технический университет)*

Рассмотрена группировка электронного пучка с низкой энергией инжекции в бипериодической структуре с удлиненными ячейками. Приведены результаты расчета группировки частиц в окрестности нулевой входной фазы. Предложена методика расчета и даны геометрические параметры бипериодической структуры на выходную энергию электронов 130 кэВ, работающей на длине волны 12,2 см.

## Low Energy Electron Beam Bunching in Alternating Periodic Structure with $\beta = 1$

*V.N. Pashentsev, I.S. Shchedrin*

Low energy electron beam bunching in alternating periodic structure with longer cells is described. A calculation method and results of bunching near zero phases is given. Construction of 130 keV alternating periodic structure operated on 12.2 cm wave length is proposed.

### 1. Введение

В линейных электронных ускорителях непрерывного действия средняя напряженность электрического поля в ускоряющей структуре на порядок меньше, чем у импульсных ускорителей [1,2]. Ограничение высокочастотной мощности питания ускорителя непрерывного действия связано, в основном, с высокочастотным нагревом резонаторов. С другой стороны, из-за низкого темпа ускорения длина начальной части ускорителя (группирователя) значительно увеличивается. Если в импульсных ускорителях на стоячей волне группировка пучка осуществляется в 2-4 ячейках переменной длины, то в ускорителях непрерывного действия число неоднородных ячеек составляет 10-15. Практически, ускоритель на энергию в несколько МэВ имеет неоднородную структуру, в которой длина ячеек постепенно увеличивается. Особую сложность вызывает ускорение электронов в первых ячейках, где они имеют низкую энергию инжекции ( $\beta \sim 0,2$ ). Из-за короткой длины ячеек ( $\beta\lambda/2$ ) они имеют низкое шунтовое сопротивление. Это приводит к значительному рассе-

ванию СВЧ-мощности в стенках резонатора. Дополнительный нагрев ячеек вызывает ток инжектированных электронов, не захваченных в процесс ускорения. Малая длина первых ячеек ограничивает возможность использования омега-резонаторов, так как практически не хватает места для аксиальных цилиндрических выступов на боковых стенках. Использование цилиндрического резонатора без выступов будет приводить к нарушению условия запердельности отверстий для пролета пучка и появлению паразитных связей между соседними ячейками.

Для низких скоростей частиц больше всего подходят ускоряющие структуры с трубками дрейфа. Однако проектирование, изготовление и настройка таких ячеек для ускорения электронов от 12 до 100 кэВ является сложным процессом. Вместо ячейки с трубками дрейфа можно использовать омега-резонатор, длина которого будет на  $\lambda$  больше традиционного резонатора. В этом случае условие синхронизации волны и частиц будет выполнено, так как за время пролета пройдет лишний период СВЧ-колебаний. В таком резонаторе частицы будут больше, чем обычно, находиться в области дрейфа. Оказывается, что ускоряющую структуру можно собрать из нескольких резонаторов одинаковой длины  $\lambda/2$ , используемых для ускорения частиц с  $\beta = 1$ . Однако зазоры в таких резонаторах будут смещены от центра к боковым стенкам для выполнения условия синхронизации. Методика и результаты расчетов геометрических параметров предложенной ускоряющей структуры могут быть использованы в качестве первоначального варианта для программ расчета динамики частиц в линейных ускорителях.

Параметры проектируемого группирователя для получения пучка с  $\beta \sim 0.6$  (энергия электронов 130 кэВ) приведены в табл.1.

## 2. Движение синхронной частицы в структуре с трубками дрейфа

Для низких энергий электронов подходит ускоряющая структура Альвареса с трубками дрейфа (рис.1а), имеющая высокое шунтовое сопротивление.

Таблица 1. Параметры проектируемого группирователя для получения пучка с  $\beta \sim 0.6$  (энергия электронов 130 кэВ)

1	Энергия ускоренных электронов	$U$ , кэВ	130
2	Ток электронов	$I$ , мА	5
3	Энергия инжекции	$U$ , кэВ	12
4	Диаметр отверстия в ячейке	$2a$ , мм	9.79
5	Длина волны	$\lambda$ см	12,236
6	Соотношение $a/\lambda$	$a/\lambda$	0.04
7	Частота	$f$ , МГц	2450
8	Режим работы ускорителя		непрерывный
9	СВЧ-генератор		клистрон

Электрические поля в соседних зазорах между трубками дрейфа имеют противоположные направления. Длина трубки дрейфа, экранирующей пучок электронов, выбирается такой, чтобы за время пролета частиц направление поля изменилось на

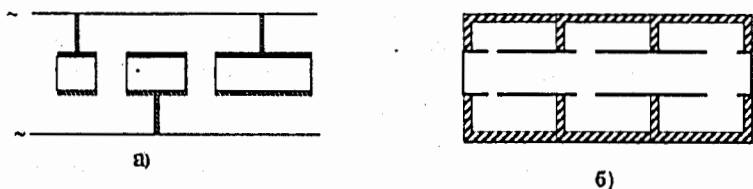


Рис. 1. Ускоряющая структура: а) с трубками дрейфа, б) состоящая из цепочки резонаторов

ускоряющее. При этом фаза волны во время дрейфа пучка должна измениться на  $(\pi + 2\pi n)$ , где  $n$  – целое число, равное числу периодов СВЧ-волны. Длина трубки зависит от скорости частиц

$$S = \beta(\lambda/2 + n\lambda).$$

Резонатор со структурой Альвареца трансформируется в резонатор, состоящий из цепочки резонаторов (рис. 1б), если на трубках дрейфа установить металлические перегородки. Эти перегородки можно выполнить в виде ячейки связи с щелевыми отверстиями в боковых стенках для связи всех ячеек структуры. С другой стороны, в ускорителе с биериодической структурой с внешними ячейками связи приосевая область имеет вид структуры Альвареца, в которой ускоряющие зазоры разделены трубкой дрейфа. При той же самой длине ускоряющих зазоров, области дрейфа и напряженности электрического поля динамика частиц в этих структурах одинакова. Поперечный размер резонатора (внутренний диаметр) биериодических ячеек будет в основном влиять на длину высокочастотной волны.

Движение частиц в плоском зазоре, к которому приложено высокочастотное напряжение, зависит от начальной фазы входа частиц в зазор, так как от этого будет зависеть время пребывания частиц в зазоре и уровень ускоряющего электрического поля. От этих параметров будет зависеть приращение энергии в зазоре, которое пропорционально эффективному напряжению, равному среднему значению переменного напряжения за время пролета. После прохождения нескольких зазоров непрерывный пучок электронов сгруппируется в сгусток частиц, имеющих небольшой разброс энергии. При коэффициенте захвата около 30% фазовая длина сгустка будет составлять  $108^\circ$ . В этот сгусток, скорее всего, попадут частицы, входящие в зазор резонатора в нулевой фазе синусоидального напряжения, так как эти частицы будут ускоряться в течение всего полупериода напряжения, получая максимальный прирост энергии в зазоре. Поэтому вначале рассчитаем геометрические размеры ускоряющей структуры с трубками дрейфа для одной частицы, выбирая длину трубок дрейфа так, чтобы частица входила в зазоры каждый раз в нулевой фазе. Затем проверим группировку частиц соседних по фазе с нулевой в уже полученной структуре. Может оказаться так, что центром сгустка на самом деле будет частица, у которой фаза отлична от нуля. Релятивистское уравнение движения имеет вид

$$\gamma^3 \frac{d\beta}{dt} = \frac{eE}{mc} \sin \omega t, \quad (1)$$

где  $\beta$  – относительная скорость электрона в зазоре длиной  $d$ , к которому приложено напряжение  $U \sin \omega t$ ;  $\gamma$  – релятивистский фактор, равный  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ;  $e$  – заряд

электрона:  $E$  - амплитуда напряженности высокочастотного электрического поля;  $E = U/d$ ;  $\omega$  - частота высокочастотного поля;  $m$  - масса электрона;  $c$  - скорость света.

Первый интеграл уравнения движения при скорости электронов на входе в зазор  $\beta_0$  в момент времени  $t_0 = 0$  имеет следующее выражение

$$\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\beta_0}{\sqrt{1-\beta_0^2}} - \frac{eE(\cos \omega t - 1)}{mc\omega}, \quad (2)$$

Второй интеграл уравнения движения для координаты не имеет аналитического выражения. Для его записи используются табличные интегралы. Так как напряженность электрического поля в зазоре будет иметь небольшое значение 10-30 кВ/см и соответственно будет небольшим прирост энергии по сравнению с энергией частиц на входе в зазор, получаем выражение (2) в более удобном для анализа виде

$$\beta = \frac{\beta_0 - k\sqrt{1-\beta_0^2}}{\sqrt{1+k(k-k\beta_0^2-2\beta_0\sqrt{1-\beta_0^2})}}. \quad (3)$$

где  $k = eE(\cos \omega t - 1)/mc\omega$ . В нашем случае при амплитуде ускоряющего поля  $E = 30$  кВ/см и пролетном угле  $\omega t = 2$  рад значение  $k$  составляет 0.16. Так как знаменатель (3) немного отличается от 1, получаем приближенное выражение

$$\beta = \beta_0 - \frac{eE(1-\beta_0^2)^{1/2}(\cos \omega t - 1)}{mc\omega}. \quad (4)$$

Это выражение отличается от решения уравнения движения в нерелятивистском случае [3], имеющего вид

$$\beta = \beta_0 - \frac{eE(\cos \omega t - 1)}{mc\omega}, \quad (5)$$

поправкой  $(1-\beta_0^2)^{1/2}$ , которая учитывает изменение релятивистской массы частицы  $M = m/(1-\beta_0^2)^{1/2}$  при ускорении частиц в зазоре. Результат интегрирования приближенного выражения (4) аналогичен решению уравнения движения в нерелятивистском случае

$$x = c \left( \beta_0 t - \frac{eE(1-\beta_0^2)^{1/2}(\sin \omega t - \omega t)}{mc\omega^2} \right). \quad (6)$$

Погрешность  $\delta\beta = (\beta - \beta_1)/\beta_1$  расчета скорости по приближенной (5) и точной (3) формулам не превышает 10%

$$\delta\beta = \sqrt{k^2 + 1 - k^2\beta_0^2 - 2\beta_0 k\sqrt{1-\beta_0^2}} - 1.$$

где символом  $\beta$  обозначено приближенное решение, символом  $\beta_1$  - точное решение.

В расчетах это может привести к небольшому набегу фаз внутри трубки дрейфа и, соответственно, более раннему входу частиц в следующий зазор, чем следует из расчета по точной формуле.

### 3. Параметры структуры с трубками дрейфа

Время пролета частиц в зазоре  $t$  выбирается таким, чтобы значение пролетного фактора (0,84)

$$\tau = \frac{\sin(\omega t/2)}{\omega t/2}$$

было в характерном для резонансных линейных ускорителей диапазоне 0,8-0,9. По заданным параметрам  $\beta_0, E$  определяют значение ускоряющего зазора  $d$ , а также выходную скорость  $\beta$ , эффективные значения  $E_{\text{эф}} = E\tau$  и  $\Delta U_{\text{эф}} = E\tau d$ . Особенностью предложенной ускоряющей структуры является использование более длинной трубки дрейфа, чтобы период структуры (зазор и трубку дрейфа) частица пролетала за время  $3T/2$ . Длина трубки дрейфа  $l$  выбирается из условия равенства  $3\pi$  суммарного сдвига фаз в зазоре и трубке дрейфа

$$\omega t + \omega l/\beta c = 3\pi.$$

Таким образом, используется удлиненная трубка, в которой частица экранируется, пока не пройдет время не  $T/2$ , а  $3T/2$ , чтобы направление поля в следующем зазоре изменилось на ускоряющее. Результаты расчета приведены в табл.2.

Таблица 2. Результаты расчета параметров структуры с трубками дрейфа

	$t/T$	$d$ , мм	$l$ , мм	$\beta_0$	$\beta$	$E$ , кВ/см	$E_{\text{эф}}$ , кВ/см	$\Delta U_{\text{эф}}$ , кВ	$\delta\beta$ , %
1	0,32	9,15	38,4	0,213	0,266	10	8,4	8	1,5
2	0,32	12,80	61,1	0,266	0,423	30	25,2	32	7,1
3	0,32	18,82	82,4	0,423	0,571	30	25,2	47	8,2

### 4. Группировка частиц в структуре с трубками дрейфа

Рассмотрим группировку семи частиц в окрестности нулевой фазы от  $-0,2T$  до  $0,4T$  с шагом дискретизации  $0,1T$  для полученной ранее ускоряющей структуры с трубками дрейфа. Решение уравнения движения отличается от решений уравнений (5.6) начальными условиями

$$\beta = \beta_0 - \frac{\epsilon E(1 - \beta_0^2)^{1/2}(\cos \omega t - \cos \omega t_0)}{mc\omega}, \quad (7)$$

$$x = c \left( \beta_0(t - t_0) - \frac{\epsilon E(1 - \beta_0^2)^{1/2}(\sin \omega t - \sin \omega t_0 - \omega(t - t_0) \cos \omega t_0)}{mc\omega^2} \right), \quad (8)$$

где  $t_0$  - время входа частиц в зазор. Время пролета  $t$  и соответствующий угол пролета определяются в результате решения уравнения (8) при  $x=d$  с помощью функции "Подбор параметра" программы Excel. На рис.2 показано изменение относительной скорости семи частиц на выходе первых трех ускоряющих зазоров.



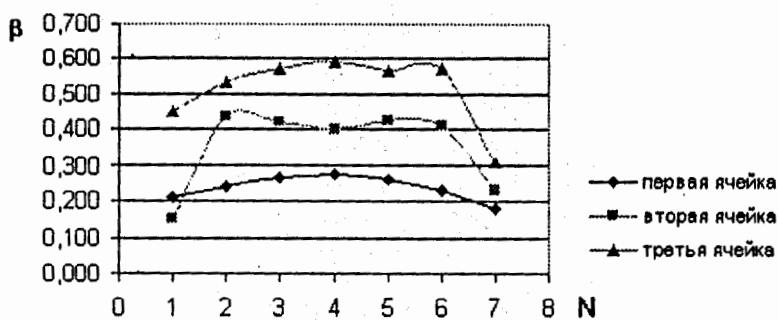


Рис. 2. Группировка частиц в первых трех ячейках

### 5. Преобразование структуры с трубками дрейфа в бипериодическую структуру

Параметры бипериодической ячейки (рис.3), полученные из справочника [4], приведены в табл.3. Длина ячейки, рассчитанной на ускорение релятивистских частиц с  $\beta = 1$ , равна  $D = \beta\lambda/2$ .

Таблица 3. Параметры бипериодической ячейки

1	Длина бипериодической ячейки, мм	$D$	61,2
2	Эффективное шунтовое сопротивление, МОм/м	$r_{\text{ш.ф}}$	24,3
3	Коэффициент связи между ячейками	$k$	0,02
4	Диаметр отверстия для пролета пучка, мм	$2a$	9,79
5	Толщина трубки дрейфа, мм	$a_1 - a$	4,9
6	Диаметр ускоряющей ячейки, мм	$2b$	97,88
7	Диаметр ячейки связи, мм	$2b_1$	91,55
8	Длина ячейки связи, мм	$2l$	4,8
9	Толщина боковой стенки ячеек, мм	$t_0$	2,4
10	Радиус центра щели на боковой стенке, мм	$r$	34
11	Длина щели связи, мм	$l_1$	25,9
12	Ширина щели, мм	$\Delta r$	4
13	Угол раствора, град	$\epsilon$	38,6
14	Число отверстий связи в боковой стенке	$N$	1

Так как для получения относительной скорости частиц 0,6 в структуре с трубками дрейфа достаточно трех ускоряющих зазоров, заменим их на три бипериодические ячейки, сохранив неизменными геометрические размеры зазоров и областей дрейфа. Зазор во второй ячейке такой структуры смещен влево от центра, третьей ячейки - вправо, чтобы поместить вторую трубку дрейфа в две ячейки. Последняя

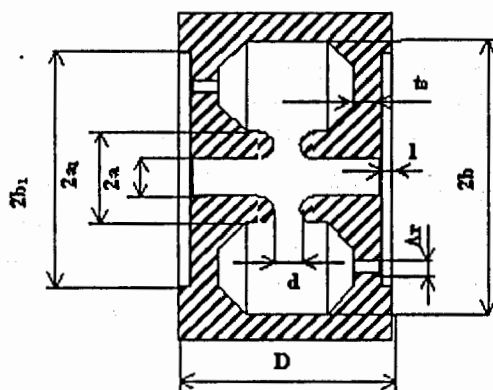


Рис. 3. Ячейка бипериодической ускоряющей структуры

трубка дрейфа оказалась слишком длинной, для того чтобы использовать еще одну бипериодическую ячейку, поэтому количество ячеек группирователя ограничено тремя. Четвертая ячейка рассчитывается на  $\beta = 0,6$  по данным справочника [4]. Начиная с четвертой ячейки, бипериодическая структура является традиционной.

## 6. Заключение

Из рис.2 видно, что группировка сгустка происходит вокруг частицы N 4, имеющей фазу входа  $0,1T(36^\circ)$ . Частица, входящая в зазор в нулевой фазе, также содержится в сгустке частиц, но имеет немного меньшую скорость. Частицы N 1,7 в процесс ускорения не захватываются. Коэффициент захвата для группы частиц 2-6 равен 40%.

## Литература

1. E. Tanabe, M. Bayer, M. Trall. - IEEE Trans., 1985, v.NS-32, N 5, p.2975.
2. Б.В. Зверев, И.П. Собенин. Электродинамические характеристики ускоряющих резонаторов. М.: Энергоатомиздат, 1993.
3. И.В. Лебедев. Техника и приборы сверхвысоких частот. Т.2. М.: Высшая школа, 1972.
4. О.А. Вальднер, И.П. Собенин, Б.В. Зверев, И.С. Щедрин. Диафрагмированные волноводы. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991.

# УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ГАУССОВЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*В.П. Милантьев, Я.Н. Шаар*

*Российский университет дружбы народов, Москва*

Рассматривается ускорение электронов мощным лазерным гауссовым излучением в режиме циклотронного авторезонанса. Показано, что в случае достаточно широких гауссовых пучков релятивистские электроны могут быть эффективно ускорены на небольших расстояниях, несколько превышающих рэлеевскую длину, с незначительными радиационными потерями. Темп ускорения может быть повышен при соответствующем профилировании ведущего магнитного поля.

## Acceleration of Electrons by the Gaussian Laser Radiation in the Strong Magnetic Field

*V.P. Milantiev, Ya.N. Shaar*

Acceleration of electrons by the laser Gaussian radiation at the autoresonance regime is considered. It is shown, that in the case of the sufficiently wide Gaussian beams relativistic electrons can be effectively accelerated at the small interval of the order of the Raleigh distance with the negligible radiation losses. The acceleration rate can be enhanced by the corresponding profiling the guiding magnetic field.

### 1. Введение

Среди многих механизмов ускорения заряженных частиц одним из перспективных является механизм циклотронного авторезонанса [1-5]. Анализ авторезонансного ускорения обычно основывается на описании ускоряющего поля в виде плоской волны. Однако в случае мощного лазерного излучения это далеко не всегда отвечает реальным условиям эксперимента. Наиболее адекватным считается представление лазерного излучения в виде гауссова пучка - ГП. Первые оценки авторезонансного механизма ускорения электронов гауссовым лазерным пучком низшей моды были проведены, по-видимому, в работе [6], где было показано, что в поле  $\text{CO}_2$  лазера с интенсивностью  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> и размером пятна 0,5 см в магнитном поле 100 кГс электроны могут быть ускорены с 25 до 500 МэВ на расстоянии примерно в две рэлеевских длины (около 15 м). В дальнейшем было показано, что в поле гауссова пучка возможно ускорение электронов с высоким темпом на небольшом ускоряю-

щем промежутке (около 1 м) [7]. Темп ускорения на этом промежутке может быть увеличен с помощью соответствующего профилирования ведущего магнитного поля [8].

В настоящей работе исследован характер движения электронов при начальном условии циклотронного резонанса в поле широких лазерных гауссовых пучков, когда сужение пучка примерно на порядок превосходит длину волны излучения, на ускоряющем промежутке порядка рэлеевской длины. Показано, что в оптимально подобранном синхронизирующем ведущем магнитном поле темп ускорения может быть существенно увеличен, при этом радиационные потери не оказывают заметного влияния на набор энергии электронами.

## 2. Исходные уравнения

Рассматривается движение релятивистских электронов в поле лазерного гауссова пучка (ГП) нижней моды. Предполагается, что ГП распространяется вдоль ведущего магнитного поля  $B_0$ , аппроксимируемого выражением  $\vec{B}_0 = (B_{0x}, B_{0y}, B_{0z}(z))$ , где

$$B_{0x} = -\frac{x}{2} \frac{dB_{0z}}{dz}, \quad B_{0y} = -\frac{y}{2} \frac{dB_{0z}}{dz}. \quad (1)$$

Будем рассматривать циркулярно поляризованное лазерное излучение, при этом в отличие от [6] не будем пренебрегать зависимостью поля волны от поперечных координат:

$$\vec{E} = (E \cos \theta, -E \sin \theta, 0). \quad (2)$$

Здесь амплитуда волны

$$E = \frac{E_1}{\sqrt{1+D^2}} \exp\left[-\frac{r^2}{w_0^2(1+D^2)}\right] \equiv E_1 f(x, y, z), \quad (2a)$$

фаза волны

$$\theta = -\omega t + kz + k\Psi, \quad k\Psi = \frac{r^2 D}{w_0^2(1+D^2)} - \arctan(D), \quad (2b)$$

где  $D = 2z/kw_0^2 \equiv z/z_q$ , величина  $z_q = kw_0^2/2$  — рэлеевская длина,  $k = \omega/c$  — вакуумное волновое число,  $w_0$  — минимальный радиус пучка (радиус сужения),  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ . Магнитное поле ГП имеет компоненты:

$$\vec{B} = (B_x, B_y, B_z), \quad (3)$$

где

$$B_x = E_1(fQ \sin \theta - G \cos \theta), \quad B_y = E_1(G \sin \theta - fQ \cos \theta),$$

$$B_z = -\frac{2fE_1}{kw_0^2(1+D^2)}((xD - y) \sin \theta + (yD + x) \cos \theta).$$

В этих формулах введены обозначения:  $Q = 1 + \partial k\Psi / \partial kz$ ;  $G = \partial f / \partial kz$ .

Строго говоря, гауссов пучок не может быть чисто поперечным. Согласно уравнению Максвелла  $\partial E_x / \partial x + \partial E_y / \partial y + \partial E_z / \partial z = 0$ , в излучении помимо поперечных компонент (2) должна существовать продольная составляющая электрического

поля. Однако эта составляющая имеет порядок  $r/kw_0^2 \equiv r/2z_q$  по отношению к поперечным компонентам. Так что при поперечных отклонениях ускоряемых электронов, меньших сужения пучка ( $r < w_0$ ), и для достаточно широких ГП ( $w_0 \ll z_q$ ,  $kw_0 \gg 1$ ), продольной составляющей напряженности электрического поля можно пренебречь. Кроме того, продольная составляющая в среднем не влияет существенно на рассматриваемый дальше механизм циклотронного резонанса.

Удобно представить уравнения движения электрона в безразмерной форме. Для этого вводятся безразмерные компоненты вектора импульса  $\vec{P} = \vec{p}/m_0c$ , где  $m_0$  — масса покоя, безразмерное время  $\tau = \omega t$ , безразмерные координаты  $X_i = x_i/k$ , релятивистский фактор  $\gamma = \sqrt{1 + P^2}$ .

Циклотронное вращение частицы в дрейфовом приближении выделяется с помощью стандартной замены  $\vec{p} = P_{\parallel} \vec{e}_1 + P_{\perp} (\vec{e}_2 \cos \theta_c + \vec{e}_3 \sin \theta_c)$ , где  $\theta_c$  — гиروفфаза;  $\vec{e}_1 = \vec{B}_0/|B_0|$ ,  $\vec{e}_2$ ,  $\vec{e}_3$  — локальная базисная тройка единичных векторов, связанных с силовой линией магнитного поля. В общем уравнения движения имеют довольно сложный вид. Они несколько упрощаются при усреднении по быстрым фазам в резонансной области:

$$\begin{aligned} \frac{dP_{\parallel}}{d\tau} &= \frac{\varepsilon P_{\perp} f R^2 f}{2\Omega\gamma q(1+D^2)} (D \cos \theta_+ - \sin \theta_+) + \frac{\varepsilon P_{\perp}}{\gamma} (G \sin \theta_+ - fQ \cos \theta_+) - \frac{P_{\perp}^2 f \Omega}{2\Omega\gamma}, \\ \frac{dP_{\perp}}{d\tau} &= -\varepsilon f \cos \theta_+ - \frac{\varepsilon P_{\parallel} f R^2 f}{2\Omega\gamma q(1+D^2)} (D \cos \theta_+ - \sin \theta_+) - \frac{\varepsilon P_{\parallel}}{\gamma} (G \sin \theta_+ - fQ \cos \theta_+) - \frac{P_{\parallel} P_{\perp} f \Omega}{2\Omega\gamma}, \\ \frac{d\gamma}{d\tau} &= -\frac{\varepsilon P_{\perp}}{\gamma} f \cos \theta_+, \\ \frac{d\theta_+}{d\tau} &= -\frac{\gamma - P_{\parallel} \left( Q - \frac{2ZR^2}{q(1+D^2)\Omega} f \Omega \right) - \Omega}{\gamma} + \frac{\varepsilon f}{P_{\perp}} \left( 1 - \frac{P_{\parallel}}{\gamma} Q \right) \sin \theta_+ + \\ &\quad + \frac{\varepsilon P_{\parallel} f R^2}{2P_{\perp} \Omega \gamma q(1+D^2)} (D \sin \theta_+ + \cos \theta_+). \end{aligned} \quad (4)$$

В этих уравнениях введены обозначения:

$$f \Omega = \frac{d\Omega}{dZ}; \quad \Omega = \frac{cB(Z)}{mcw}; \quad \varepsilon = \frac{cE_1}{m_0cw}; \quad q = (w_0k)^2 \equiv 2kz_q; \quad \theta_+ = \theta + \theta_c.$$

Из системы уравнений (4) следует, что условие точного циклотронного резонанса определяется соотношением

$$\gamma - P_{\parallel} \left( Q - \frac{2ZR^2}{q(1+D^2)\Omega} f \Omega \right) = \Omega(Z). \quad (5)$$

Соотношение (5) не является, в общем, интегралом уравнений движения, т.е. начальное условие циклотронного резонанса не сохраняется автоматически во все время движения частицы. Для частиц, находящихся вблизи оси ГП, при слабой неоднородности магнитного поля на расстояниях порядка рэлеевской длины можно

пренебречь вторым слагаемым в скобках (5). Тогда условие циклотронного резонанса несколько упрощается. Если инжектировать электроны при выполнении условия (5), то на сравнительно небольшом интервале набегающее изменение резонансной фазы не приводит к срыву резонанса, и частица успевает набрать значительную энергию. В этом случае характер движения электронов близок к авторезонансу. Соотношение (5) накладывает ограничения на верхний предел начальной энергии и на минимальную ширину гауссова пучка. Например, в постоянном магнитном поле 100 кГс в случае плоской волны для выполнения условия циклотронного резонанса начальная энергия электронов, ускоряемых CO<sub>2</sub>-лазером, должна быть больше 25 МэВ, а для лазера на Nd-стекле – больше 250 МэВ. В случае ускорения гауссовым пучком для выполнения условия (5) начальная энергия электрона должна находиться в пределах 25–2500 МэВ для CO<sub>2</sub>-лазера и 250–2200 МэВ для лазера на Nd-стекле.

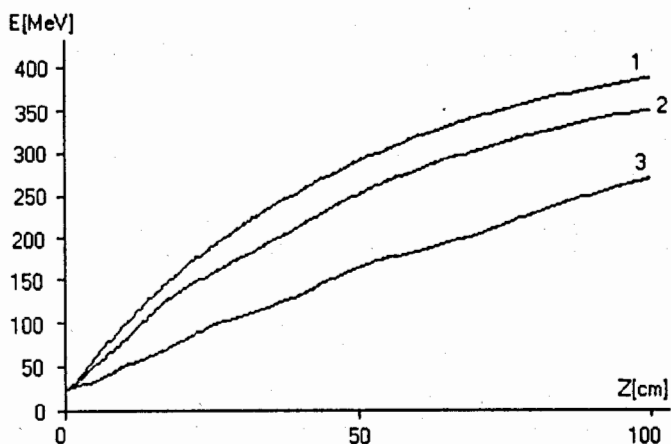


Рис. 1. Изменение энергии ускоренных электронов при их разном положении в сечении ГП CO<sub>2</sub>-лазера: 1)  $r_0 = 0$ ; 2)  $r_0 = w_0/2$ ; 3)  $r_0 = w_0$

### 3. Результаты численного решения

Рассматривалось ускорение электронов в режиме циклотронного резонанса гауссовым излучением CO<sub>2</sub>-лазера ( $\lambda = 1,06 \cdot 10^{-3}$  см,  $I = 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $w_0 \approx 0,17$  см) и лазера на Nd-стекле ( $\lambda = 10^{-4}$  см,  $I = 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $w_0 \approx 0,05$  см). Уравнения движения электронов решались численно по методу Рунге-Кутты при различных значениях параметров волны и условия инжекции электронов. Результаты численного решения представлены на рис.1–5. На рис.1 показана зависимость энергии ускоренных электронов в однородном магнитном поле на интервале 100 см при их разном положении по сечению ГП CO<sub>2</sub>-лазера. Характер изменения при этом поперечного отклонения ускоренных электронов виден из рис.2. Синхронизирующее магнитное поле может быть достаточно хорошо аппроксимировано линейной функцией с оптимально подобранным профилем неоднородности:  $B(Z) = B_0(1 + \alpha Z)$ , где градиент

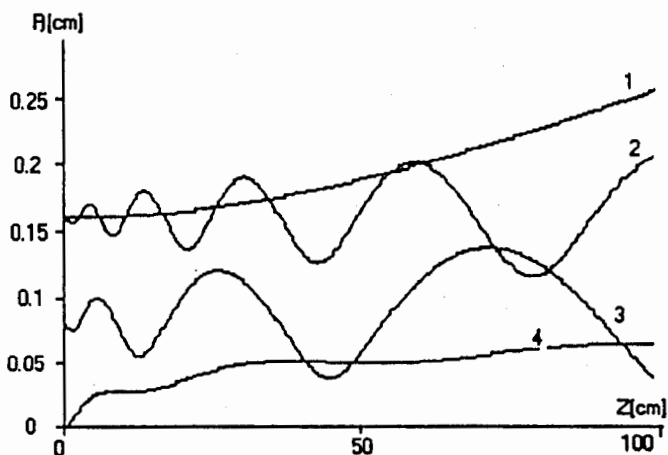


Рис. 2. Изменение поперечного отклонения электрона, ускоренного ГП  $\text{CO}_2$ -лазера с интенсивностью  $10^{15} \text{ Вт/см}^2$ : 1) изменение ширины ГП; 2) изменение поперечного положения электронов, инжектируемых на границе ГП ( $r_0 = w_0$ ); 3)  $r_0 = w_0/2$ ; 4)  $r_0 = 0$

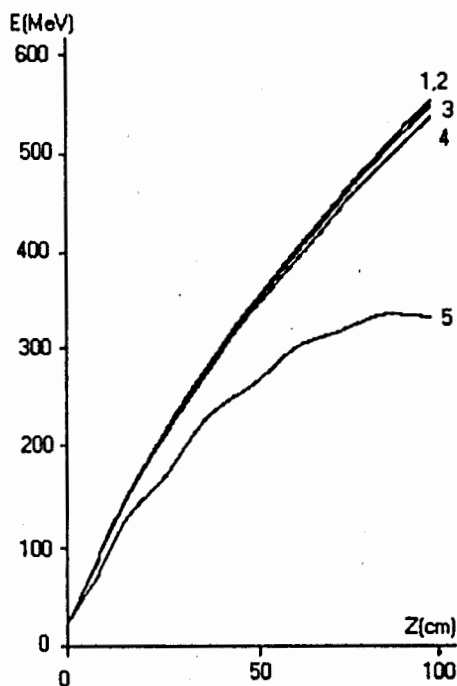


Рис. 3. Зависимость энергии ускоренных электронов в поле ГП  $\text{CO}_2$ -лазера с интенсивностью  $10^{15} \text{ Вт/см}^2$  и с радиусом сужения  $w_0 = 0,17 \text{ мм}$ , распространяющегося вдоль неоднородного магнитного поля с линейным профилем, от радиуса инжекции в плоскости  $Z=0$ : 1)  $r_0 = 0$ ; 2)  $r_0 = 2,2 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ ; 3)  $r_0 = 1,1 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ ; 4)  $r_0 = 2,2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ ; 5)  $r_0 = w_0/2 = 8 \cdot 10^{-2} \text{ см}$

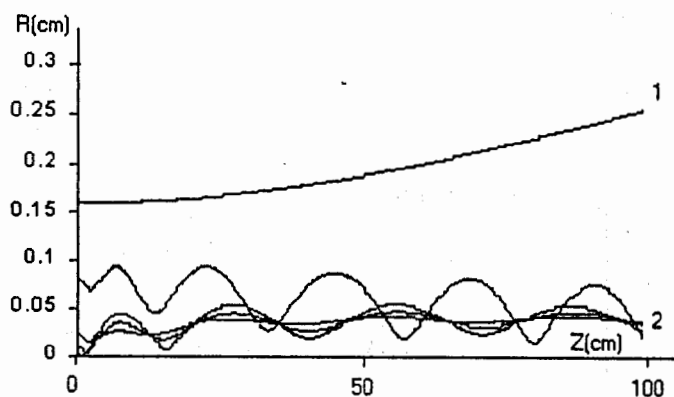


Рис. 4. Радиус траектории частицы, инжектируемой на разных расстояниях от центра ГП  $\text{CO}_2$ -лазера в плоскости  $Z=0$ : 1) радиус ГП; 2)  $r_0 = 0$ ,  $r_0 = 2,2 \cdot 10^{-3}$  см,  $r_0 = 1,1 \cdot 10^{-2}$  см,  $r_0 = 2,2 \cdot 10^{-2}$  см,  $r_0 = w_0/2 = 8 \cdot 10^{-2}$  см

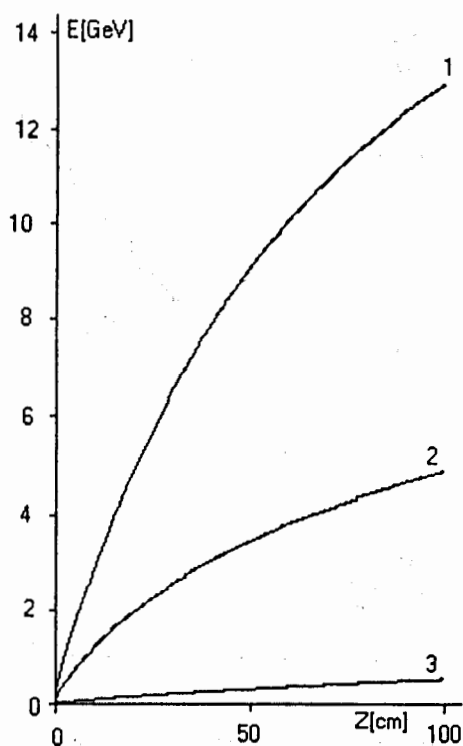


Рис. 5. Зависимость энергии электронов при ускорении ГП  $\text{CO}_2$ -лазера в неоднородном магнитном поле: 1)  $I = 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>; 2)  $I = 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>; 3)  $I = 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>



$\alpha = 4/q$ . В этом случае набор энергии электронами существенно возрастает (рис.3), причем ускоряющиеся электроны все более прижимаются к оси (рис.4). Аналогичен характер ускорения электронов в случае лазера на Nd-стекле.

В последние годы созданы мощные лазеры, в перспективе их мощность будет еще более нарастать. Поэтому представляет интерес исследование возможности ускорения электронов в авторезонансном режиме в поле мощного лазерного излучения. На рис.5 представлены результаты расчета в случае ГП  $\text{CO}_2$ -лазера при разных его интенсивностях. Видно, что при интенсивности  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> и, тем более, при  $I = 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>, возможно ускорение электронов с очень высоким темпом на интервале 1 м. Темп ускорения возрастает также при усилении ведущего магнитного поля.

#### 4. Заключение

Проведенный анализ показывает возможность эффективного ускорения релятивистских электронов на небольшом ускоряющем промежутке мощным лазерным гауссовым излучением в режиме циклотронного авторезонанса, поддерживаемого с помощью оптимально подобранного синхронизирующего магнитного поля. Дальнейшие исследования в этом направлении могут привести к созданию компактных высокоэффективных ускорителей.

Работа выполнена по программе Минобразования РФ "Университеты России – фундаментальные исследования".

#### Литература

1. А.А. Коломенский, А.Н. Лебедев. – ЖЭТФ, 1963, т.44, с.261.
2. В.Я. Давыдовский. – ЖЭТФ, 1962, т.43, с.886.
3. В.П. Милантьев. – УФН, 1997, т.167, с.3.
4. A. Loeb, L. Friedland. – Phys. Rev., 1986, Vol.A33, p.1828.
5. Y.I. Salamin et al. – Phys. Rev. A, 2000, Vol.62, p.053809.
6. P. Sprangle et al. – IEEE Trans. Nucl. Sci, NS-30, 1983, N4, p.3177.
7. V.P. Milantiev, Y.N. Shaar. – ICPIG-XXIV, Warsaw, 1999, Proc., Vol.2, p.105; ЖТФ, 2000, т.70, с.100.
8. В.П. Милантьев, Я.Н. Шаар. – Вопросы атом. науки и техники, 2000, N1, с.117.

# УПРОЩЕННАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ГЛУБОКОЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЫ В ВАКУУМНОМ ДИОДЕ\*

*С.А. Баренгольц*

*Центр естественно-научных исследований Института общей физики РАН, Москва*

*Н.Ю. Казаринов, Э.А. Перельштейн, В.Ф. Шевцов*

*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна*

*Г.А. Месяц*

*Институт электрофизики Уральского отделения РАН, Екатеринбург*

Модель коллективного ускорения ионов в искровой стадии вакуумного разряда строится на основе эктонного механизма функционирования катодного пятна и концепции глубокой нестационарной ямы. На основе упрощенной модели показана принципиальная возможность образования глубокой потенциальной ямы при наличии внешнего электрического поля. Используемая модель иллюстрирует основные процессы, приводящие к коллективному ускорению ионов, и в основном согласуется с экспериментальными результатами.

## **Toy Model of Deep Potential Well Appearance in Vacuum Diode**

*S.A. Barengolts et al.*

An ecton mechanism for the operation of the cathode spot and the concept of a deep nonstationary potential well are used as a basis of a model of collective ion acceleration at the spark stage of a vacuum discharge. It is shown that a deep potential well can exist in the presence of an external electric field in the simplified model. The proposed model and performed simulation clarify the processes leading to collective ion acceleration in a diode. The simulation results show satisfactory agreement with the most of experimental results.

### 1. Введение

Иницирование вакуумного разряда обусловлено процессами, приводящими к концентрации энергии в микрообъемах катода и образованию источника плазмы.

---

\*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект N 99-02-16462).

которая распространяется в межэлектродный промежуток. Возникновением этого источника завершается вакуумный пробой, и разряд переходит в искровую стадию. Искровой разряд в вакууме – это высокопоточный самостоятельный разряд с падающей вольт-амперной характеристикой. Длительность искрового разряда определяется временем заполнения плазмой межэлектродного промежутка, после чего разряд переходит в дуговую стадию.

Значительный прогресс в исследовании вакуумного искрового разряда был достигнут благодаря открытию в 1966 году явления взрывной электронной эмиссии (ВЭЭ), когда было установлено, что ток искры – это ток ВЭЭ, возникающей в результате микроскопических взрывов на поверхности катода. Ввиду кратковременности такого микровзрыва испускание электронов при ВЭЭ идет отдельными порциями, названными эктонами. На основе эктонного представления получили свое логическое объяснение экспериментальные данные по измерению параметров катодной плазмы, эрозионных характеристик катодов, определены механизмы самоподдержания искрового разряда в вакууме и т.д. Современное состояние теории вакуумного разряда описано в недавно вышедшей монографии [1].

Однако, несмотря на то, что к настоящему времени сложилось достаточно четкое представление о физике искрового разряда в вакууме, один из самых интересных эффектов, сопровождающих функционирование этого разряда, в течение сорока лет остается предметом дискуссии и споров. Этот эффект впервые был обнаружен А.А. Плюто в плазменном диоде и заключается в генерировании аномально ускоренных положительных ионов в виде коротких по длительности сгустков, движущихся от катода к аноду [2]. Энергия этих ионов значительно превышает приложенную к промежутку разность потенциалов  $U_A$ , так при напряжении в 300 кВ энергии ионов в вакуумном диоде достигали значений 10–15 МэВ [3]. При этом важной характеристикой спектра легких ионов являлась пропорциональность максимальной энергии кратности их заряда  $\sim 3ZeU_A$ , где  $Z$  – кратность ионного заряда. Такие энергии ионов можно объяснить лишь наличием сильных коллективных взаимодействий электронов и ионов катодной плазмы.

В основу предлагаемой модели эффекта Плюто заложено представление о нестационарной глубокой потенциальной яме виртуального катода [4, 5], которое успешно использовалось в модели коллективного ускорения ионов при инжекции электронного пучка в газ. Сценарий коллективного ускорения ионов в вакуумном диоде можно представить себе следующим образом [6]. В начальной (сравнительно короткой) части импульса напряжения ток во взрывоэмиссионном диоде обеспечивается термоэлектронной эмиссией с границы плазмы катодного факела. По мере расширения катодной плазмы и роста напряжения на диоде достигаются условия насыщения тока, ограниченного эмиссионной способностью граничного слоя плазмы [1, 7]. Небольшие изменения ионного слоя в прикатодной области и потенциала плазменного столба с некоторым запаздыванием на фронте катодного факела способствуют протеканию тока, соответствующего предельному ленгмюровскому при нарастании напряжения на диоде [8]. Такое квазистационарное увеличение тока обеспечивается при потенциале фронта плазмы, близком к потенциалу на катоде.

Далее поведение тока определяется уже характером поступления плазмы с катода, что проявляется в виде флуктуаций тока, обусловленных эктонным механиз-

мом функционирования катодного пятна. Эти флуктуации тока могут привести к резкому повышению потенциала на границе плазменного слоя катодного факела до значений, сравнимых с приложенным напряжением [1, 9]. Из-за эффектов запаздывания быстрые процессы на фронте факела никак не проявляются в прикаточной области и катодный ток не меняется. За счет большого потенциала на фронте факела возникает большой ток электронов из приграничной редкой плазмы, причем электроны ускоряются до больших энергий. В ускоряющем промежутке, вблизи от фронта факела образуется глубокая нестационарная потенциальная яма. Эффекты, связанные с ее образованием, становятся существенными при больших значениях напряжения на диоде. В эту яму и захватывается часть ионов плазмы вблизи фронта факела, причем энергия колебаний ионов, захваченных в яму, превышает энергию, соответствующую приложенному напряжению. При разрушении ямы ионы с большими энергиями и большим энергетическим разбросом движутся как к аноду, так и к катоду. Появляются и электроны с энергиями большими, чем могла бы дать приложенная к диоду разность потенциалов. Процесс образования и разрушения глубокой ямы может повторяться, приводя к многократным всплескам анодного тока и импульсным потокам ускоренных ионов.

Чтобы показать возможность образования глубокой нестационарной потенциальной ямы в диоде с ВЭЭ, в работе [6] на основе модели, построенной в [4], было получено аналитическое решение нестационарной одномерной задачи об образовании виртуального катода при влете сильноточного электронного пучка в диод с ускоряющим электрическим полем. Решение задачи, так же, как в [4], находилось для плоской геометрии с использованием лагранжевых координат. Моноэнергетический пучок со скоростью электронов  $v_0$  и плотностью  $n_0 = \text{const}$  инжектировался в полупространство  $x > 0$  ( $x=0$  — катодная плоскость) в момент времени  $t=0$ . Электроны движутся за катодной плоскостью во внешнем однородном электрическом поле с напряженностью  $E_0$ . Оказалось, что глубина нестационарной потенциальной ямы не зависит от величины ускоряющего поля (при выполнении условия образования ямы) и равна

$$\epsilon U = -\frac{8}{3} W, \quad (1)$$

где  $W$  — кинетическая энергия электрона.

Однако в работе [6] принимались упрощения, которые ограничивают область применимости полученных результатов. В частности, предполагалось, что расстояние от места влета, на котором образуется виртуальный катод  $x_{\min} = 2v_0/\omega_L$  (ленгмюровская частота  $\omega_L = (4\pi n_0 e^2/m)^{1/2}$ ,  $m$  — масса электрона), значительно меньше величины катод-анодного промежутка  $d$ , и расчет собственного поля пучка проводился для полупространства, ограниченного заземленной катодной пластиной. Поскольку аналитическая модель в [4, 6] — гидродинамическая, то ее результаты справедливы лишь до появления многоскоростного потока (времени первого отражения частиц в потоке), который возникает в процессе образования виртуального катода. Кроме того, аналитическая модель в [6] — нерелятивистская. Эти ограничения снимаются в этой работе при численном моделировании влета пучка в диод.

В вакуумном диоде фронт катодного факела перемещается в пространстве и находится под плавающим потенциалом. Однако на временах образования вир-

туального катода изменения положения фронта катодного факела незначительны. Здесь, как и в [6], будем считать фронт катодного факела неподвижным и находящимся под постоянным потенциалом (необходимый для этого положительный заряд образуется ионами плазмы).

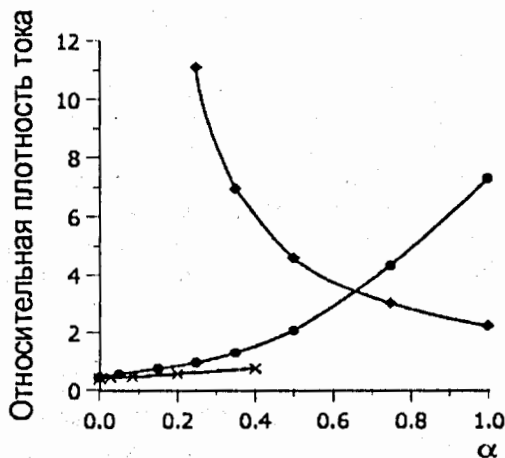


Рис. 1. Зависимость относительных значений порогового тока от параметра  $\alpha$  в нерелятивистском пределе (кружки – зависимость  $j_0/I_A \frac{\beta_0^3}{\pi d^2}$  и ромбы –  $j_0/j_L$  при  $\beta_0=0.01$ ) и с учетом релятивизма (кресты – при начальной кинетической энергии  $W=240$  кэВ)

Важным пунктом сравнения аналитических расчетов с моделированием является условие образования виртуального катода для зазора конечной длины [6]:

$$\frac{2v_0}{\omega_L} \left(1 + \frac{3}{2}\alpha + \alpha^2 + \frac{1}{4}\alpha^3\right) < d, \quad (2)$$

где параметр  $\alpha = eE_0/m\omega_L v_0$ . В предельном случае  $\alpha \ll 1$  это условие приводит к требованию на пороговую плотность инжектируемого в диод тока:

$$j_0 > I_A \frac{\beta_0^3}{\pi d^2}, \quad (3)$$

где  $I_A = mc^3/e \cong 17$  кА – альфвеновский ток,  $\beta_0 = v_0/c$ . Поскольку, в соответствии с [6], при формировании глубокой потенциальной ямы в зазоре между фронтом катодного факела и анодом значение потенциала на фронте катодного факела  $U_F = W/\epsilon$  сравнимо с приложенным к диоду  $U_A$ , электроны ускоряются до больших скоростей при влете в зазор. Поэтому условие (3) можно представить в эквивалентном виде как

$$j_0 > \left(\frac{2\epsilon}{m}\right)^{1/2} \frac{2U_A^{3/2}}{\pi d^2} > j_L. \quad (4)$$

где  $j_L$  – ленгмюровский ток диода с зазором  $d$  и приложенным потенциалом  $U_A$ .

Проверка порогового условия (3) иллюстрируется рис. 1, на котором показана зависимость относительных значений порогового тока от параметра  $\alpha$ . Из рисунка видно, что для значений  $\alpha \leq 0,5$  пороговое значение плотности тока инжекции, выше которого образуется глубокая потенциальная яма, действительно аппроксимируется формулой (3) или эквивалентной ей формулой (4). При больших значениях параметра  $\alpha$  пороговое значение плотности тока инжекции стремится к соответствующей ленгмювской плотности тока.

При моделировании эволюции потенциальной ямы  $U$  в зазоре фронт катодного факела-анод основные параметры выбирались близкими к известным экспериментальным из работы [3] с учетом примерного равенства потенциалов  $U_F \approx U_A$  [9].

На рис. 2 показана временная зависимость относительных значений потенциальной ямы в зазоре  $eU/W$  при параметрах: начальная кинетическая энергия электронов  $W=240$  кэВ; плотность тока, инжектируемого в зазор,  $j_0=12,4$  кА/см<sup>2</sup>; длина ускоряющего зазора  $d=1$  см; разность потенциалов  $U_A-U_F=60$  кВ ( $\alpha=0,04$ ).

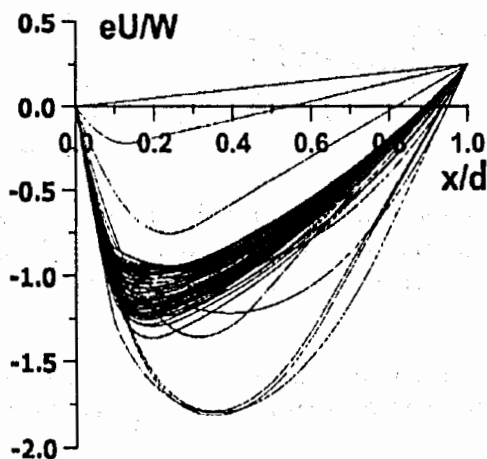


Рис. 2. Распределение суммарного потенциала в зазоре фронт катодного факела-анод в последовательные (через 20 пс) моменты времени

Время существования глубокой потенциальной ямы в этом модельном расчете можно оценить как несколько десятков пикосекунд. На рисунке видны квазистационарные колебания потенциальной ямы, величина  $|eU|_{max}/W$  осциллирует около значения, равного 1.

Для этих же значений параметров на рис. 3 показана зависимость от времени отношения анодного тока к току на фронте катодного факела.

Сравнение зависимостей, показанных на рис. 2,3, показывает, что длительность выброса анодного тока определяется временем существования глубокой потенциальной ямы. Время задержки анодного тока относительно начала токового импульса на фронте катодного факела определяется распространением фронта электронного пучка в зазоре. Последующие осцилляции анодного тока соответствуют долгоживущей потенциальной яме с относительной глубиной  $|eU|_{max}/W \approx 1$ . От-

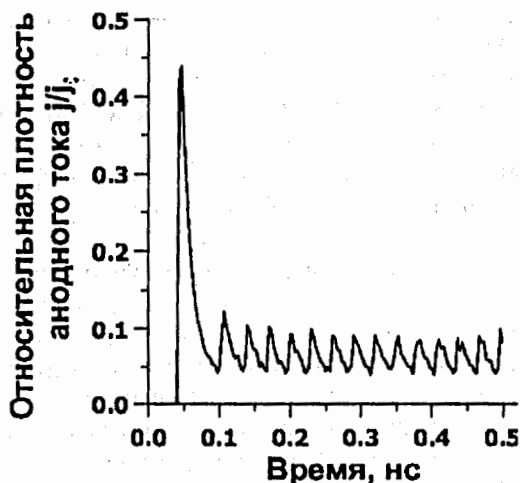


Рис. 3. Зависимость относительной плотности анодного тока пучка электронов от времени

пошение амплитудных значений анодного тока в выбросе и среднего тока в квазистационарном режиме оказывается на уровне 6, т. е. по порядку величины близко к наблюдаемому в экспериментах [3, 5]. Абсолютное значение плотности тока в выбросе — 6,2 кА/см<sup>2</sup>, и квазистационарные колебания плотности анодного тока около значения 1,2 кА/см<sup>2</sup> также соответствуют экспериментальным данным работы [3].

Далее рассмотрим возможность ускорения ионов при формировании и разрушении глубокой потенциальной ямы. Эффективное ускорение возможно, если время существования ямы сравнимо или превосходит хотя бы половину периода колебаний ионов, захваченных в нее. Для оценки полупериода колебаний глубину ямы будем считать равной  $3U$ , полуширину ямы равной  $L$ . Квадрат частоты колебаний ионов оценивается как

$$\Omega^2 \approx \frac{3Z}{A} \frac{cU}{ML^2}. \quad (5)$$

Для ускорения однозарядного алюминия ( $A=27$ ), которое наблюдалось в экспериментах [3], при  $U_A \approx 300$  кВ время существования глубокой потенциальной ямы должно быть больше

$$T_w \approx 10^{-8} L(c). \quad (6)$$

Поскольку это время в экспериментах [3] можно оценить как  $\leq 10^{-8}$  с, то характерная полуширина потенциальной ямы должна быть  $L \leq 1$  см.

С другой стороны, полуширина потенциальной ямы оценивается как

$$L \approx \frac{2v_0}{\omega_L}. \quad (7)$$

Эта формула остается в силе и для слабого релятивизма, который имел место в обсуждаемых экспериментах.

В режиме устойчивого токопрохождения плотность тока в экспериментах [3] достигала значений  $100 \text{ A/cm}^2$ . В соответствии с принятыми представлениями о токе в устойчивом режиме, он обеспечивается электронами с энергиями порядка тепловых на фронте факела, т.е. порядка 1 эВ. Соответствующая плотность плазмы оказывается порядка  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ , и ленгмюровская электронная частота  $\omega_L \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ .

Подставляя полученные значения ленгмюровской частоты и скорости электронов в (7), получаем значения полуширины глубокой нестационарной потенциальной ямы  $L \approx 0,3 \text{ см}$  (длина промежутка в этих экспериментах – 2 см). Условие (6), необходимое для появления ускоренных ионов до максимальных энергий около  $3ZW$  при быстром разрушении глубокой ямы, выполняется. Учитывая, что в сильноточном искровом разряде присутствуют ионы с кратностью заряда на уровне 10 [1], а кинетическая энергия электронов, выходящих из плазмы,  $\sim eU_A$ , то для условий экспериментов [3], т.е. при  $U_A = 300 \text{ кВ}$ , получаем максимальные энергии ионов на уровне 10 МэВ. Ионы с такими энергиями и были зарегистрированы в этих экспериментах. Таким образом, на основе концепции глубокой нестационарной потенциальной ямы можно объяснить коллективное ускорение ионов в вакуумном диоде с ВЭЭ.

#### Литература

1. Месяц Г.А. — Эктоны в вакуумном разряде: пробой искра, дуга. Москва: Наука, 2000.
2. Плютто А.А. — ЖЭТФ, 1960, т.39, с.1589.
3. Короб Е.Д., Плютто А.А. — ЖТФ, 1970, т.40, с.2534.
4. Poukey J.W., Rostoker N. — Plasma Physics, 1971, v.13, p.897.
5. Olson C.L. and Shumacher U. — Collective Ion Acceleration. Springer-Verlag, Berlin, 1979.
6. Баренгольд С.А., Месяц Г.А., Перельштейн Э.А. — ЖЭТФ, 2000, т.118, с.1358.
7. Проскуровский Д.П., Ротштейн В.П., Шубин А.Ф. и др. — ЖТФ, 1975, т.45, с.2135.
8. Баженов Г.П., Ладыженский О.Б., Литвинов Е.А. и др. — ЖТФ, 1977, т.47, с.2086.
9. Баженов Г.П., Ладыженский О.Б., Чесноков С.М. и др. — ЖТФ, 1979, т.49, с.117.



# НЕЛИНЕЙНАЯ ДИСПЕРСИЯ ПЛАЗМЫ С РЕЛЯТИВИСТСКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

*Ю.А. Волков, В.Б. Красовицкий*

*Институт прикладной математики им. М.В.Келдыша РАН, Москва*

Проведено численное исследование нелинейного взаимодействия релятивистского электронного пучка с плазмой на основе физических величин, входящих в дисперсионное уравнение линейной теории. Расширение понятий частоты, волнового числа и фазовой скорости волны на нелинейную стадию неустойчивости позволило проанализировать эволюцию черенковского и плазменного резонансов и установить вклад каждого из этих эффектов в процесс насыщения амплитуды колебаний. Модель пучково-плазменной неустойчивости, в которой инкремент вычисляется по формуле линейной гидродинамики на базе данных кинетической численной модели, дает возможность найти пределы применимости гидродинамического приближения для пучков разных энергий.

## **Nonlinear Dispersion in a Plasma with a Relativistic Electron Beam**

*Yu.A. Volkov, V.B. Krasovitskii*

The nonlinear interaction of a relativistic electron beam with a plasma is investigated numerically on the basis of the extended notions of the physical quantities that enter the linear dispersion relation. Extending notions of the wave frequency, wavenumber, and wave phase velocity to the nonlinear stage of the instability makes it possible to analyze the evolution of the Cherenkov and plasma resonances and to study how they affect the saturation of the wave amplitude. A model of the beam-plasma instability in which the growth rate is calculated from the corresponding linear hydrodynamic formula on the basis of the results obtained using a numerical kinetic model makes it possible to establish the applicability range of the hydrodynamic approximation for beams with different energies.

Известно [1-4], что пучково-плазменная неустойчивость возникает на пересечении пучковой и плазменной ветвей колебаний, когда малые ленгмюровские возмущения экспоненциально нарастают со временем. Амплитуда неустойчивой моды достигает насыщения, когда пучок распадается на сгустки [5-11]. Этот процесс сопровождается захватом резонансных электронов волной и модуляцией поля с периодом порядка обратного инкремента линейной теории. Так как после первого максимума амплитуды обмен энергией пучка с волной в среднем за период нелинейных колебаний практически отсутствует [11], то преобразование энергии пучка в плазменные колебания в основном реализуется на первом "экспоненциальном" этапе неустойчивости. Релятивистское увеличение массы электронов уменьшает инкремент, а плотность энергии ленгмюровских колебаний амплитуды сравнивается с плотностью энергии пучка [12,13].

Самым общим методом исследования нелинейного взаимодействия электронного пучка с плазмой является численное интегрирование кинетических уравнений для электронов пучка и плазмы совместно с уравнениями Максвелла для поля. Такой подход позволяет определить все физические параметры системы на любой стадии нелинейной эволюции пучка и плазмы. Однако на практике решение одномерной пространственно периодической задачи ограничивается исследованием зависимости энергии ленгмюровских колебаний от времени и построением фазовых плоскостей пучка [14,15]. Поэтому результаты большинства работ, использующих численные методы, фактически сводятся к уточнению максимальной амплитуды колебаний в плазме с пучком и являются менее информативными, чем линейная теория.

Целью настоящей работы является более детальная интерпретация численных решений на основе физических величин, входящих в дисперсионное уравнение линейной теории. Очевидно, что такой подход требует дополнительных определений частоты, волнового числа и фазовой скорости волны, которые для малых возмущений должны совпадать со своими "линейными" значениями. Использованная ниже "гибридная" модель пучково-плазменной неустойчивости, в которой инкремент вычисляется по формуле линейной гидродинамики на базе данных кинетической численной модели, позволяет установить пределы применимости гидродинамического приближения для пучков разных энергий.

Для малых ленгмюровских возмущений  $\sim \exp(ikx - i\omega t)$  из уравнений плазмы с моноэнергетическим релятивистским электронным пучком следует дисперсионное уравнение [1-4]

$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left( 1 + \frac{3}{2} \frac{k^2 v_T^2}{\omega^2} \right) - \frac{\omega_b^2}{(\omega - kv_0)^2} \frac{1}{\gamma_0^3} = 0, \quad (1)$$

определяющее зависимость частоты  $\omega$  от волнового числа  $k$ . Здесь  $\omega_p^2 = 4\pi n_p e^2 / m$ ,  $\omega_b^2 = (n_b / n_p) \omega_p^2$ ,  $n_b$  и  $n_p$  - плотность пучка и плазмы,  $v_0$  - начальная скорость пучка,  $\gamma_0 = (1 - v_0^2 / c^2)^{-1/2}$ ,  $v_T$  - тепловая скорость электронов плазмы.

Предположим, что все расчетные физические параметры являются периодическими функциями координаты с периодом, равным длине резонансной моды  $\lambda = 2\pi v_0 / \omega$ , и введем оператор усреднения

$$f(t) \equiv \langle f(t, x) \rangle = \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda f(t, x) dx \quad (2)$$

для зависящих от времени средних значений величин.

Для описания электрического поля  $E(t, x)$  и его пространственной и временной производных используем уравнения Максвелла в электростатическом приближении [16]

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 4\pi e (n_b + n_p - n_i), \quad \frac{\partial E}{\partial t} = -4\pi e (j_b + j_p), \quad (3)$$

где  $n_{b,p}$  и  $j_{b,p}$  - плотность и плотность тока пучка и плазмы,  $n_i$  - плотность ионов плазмы. Учитывая, что отношения этих величин имеют размерности длины, времени и скорости, определим волновое число, частоту и фазовую скорость волны на

нелинейной стадии неустойчивости как

$$k(t) = \sqrt{\frac{\langle E_r^2 \rangle}{\langle E^2 \rangle}}, \quad \omega(t) = \sqrt{\frac{\langle E_t^2 \rangle}{\langle E^2 \rangle}}, \quad v_{ph}(t) = \frac{\omega(t)}{k(t)}. \quad (4)$$

Исключая в (4) производные  $E_r$  и  $E_t$ , получаем формулы

$$k(t) = 4\pi e \sqrt{\frac{\langle (n_b + n_p - n_i)^2 \rangle}{\langle E^2 \rangle}}, \quad \omega(t) = 4\pi e \sqrt{\frac{\langle (j_b + j_p)^2 \rangle}{\langle E^2 \rangle}},$$

$$v_{ph}(t) = \sqrt{\frac{\langle (j_b + j_p)^2 \rangle}{\langle (n_b + n_p - n_i)^2 \rangle}}, \quad (5)$$

согласно которым  $k(t)$ ,  $\omega(t)$  и  $v_{ph}(t)$  зависят от средних моментов функций распределения пучка и плазмы, вычисляемых в процессе численного интегрирования самосогласованной системы уравнений. Аналогичным образом определяется ленгмюровская частота плазмы и пучка и скорость электронов

$$\omega_{p,b}(t) = \frac{\omega_{p,b}}{\sqrt{n_{p,b}}} \left\langle \sqrt{n_{p,b}(t, x)} \right\rangle, \quad v(t) = \frac{\langle j_b(t, x) \rangle}{\langle n_b(t, x) \rangle}. \quad (6)$$

Продолжая аналогию с линейной теорией и переходя к безразмерным переменным

$$K = \frac{kc}{\omega}, \quad \Omega = \frac{\omega}{\omega_0}, \quad \Omega_p = \frac{\omega_p}{\omega_0}, \quad \Omega_b = \frac{\omega_b}{\omega_0}, \quad V = \frac{v}{c}, \quad V_{ph} = \frac{v_{ph}}{c},$$

$$V_T = \frac{v_T}{c}, \quad \Gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - V^2}}, \quad \tau = \omega_0 t, \quad \omega_0 = \omega(0),$$

определим нелинейную диэлектрическую проницаемость плазмы с пучком как

$$\varepsilon(\Omega, K) = \left[ \Omega^2 - \Omega_p^2 \left( 1 + \frac{3}{2} \frac{V_T^2}{V_{ph}^2} \right) \right] (\Omega - KV)^2 - \frac{\Omega_b^2 \Omega^2}{\Gamma^3}. \quad (7)$$

Численное исследование динамики неустойчивой плазменно-пучковой системы проведено путем решения уравнений Власова для электронов плазмы и пучка методом частиц. Формула (7) позволяет установить границы применимости линейного дисперсионного уравнения  $\varepsilon[\Omega(0), K(0)] = 0$  на нелинейной стадии неустойчивости. Эволюция этой функции в область  $\varepsilon(\Omega, K) > 0$  соответствует переходу плазмы с пучком в нелинейный режим.

Взаимодействие электронов с волной реализуется в условиях черенковского и плазменного резонансов. Нелинейное изменение частоты модуляции пучка  $KV$  и плазменной частоты  $\Omega_p$  приводит к расстройке синхронизма электронов пучка и плазмы с волной и замедлению роста амплитуды колебаний. Вклад каждого из эффектов в процесс нелинейной стабилизации неустойчивости определяется функциями

$$R_b = \Omega - KV, \quad R_p = \Omega - \Omega_p, \quad (8)$$

в формуле (7), эволюция которых иллюстрируется кривыми 1 и 2 на рис.1. Несмотря на значительное отклонение параметров  $KV$  и  $\Omega_p$  от "линейных" значений, диэлектрическая проницаемость системы  $\epsilon(\Omega, K)$  (кривая 3) мало изменяется по сравнению с линейной теорией до момента, когда плотность энергии колебаний  $W = \langle E^2 \rangle / 4\pi n_b m c^2 \gamma_0$  (пунктирная кривая 4) достигает максимального значения.

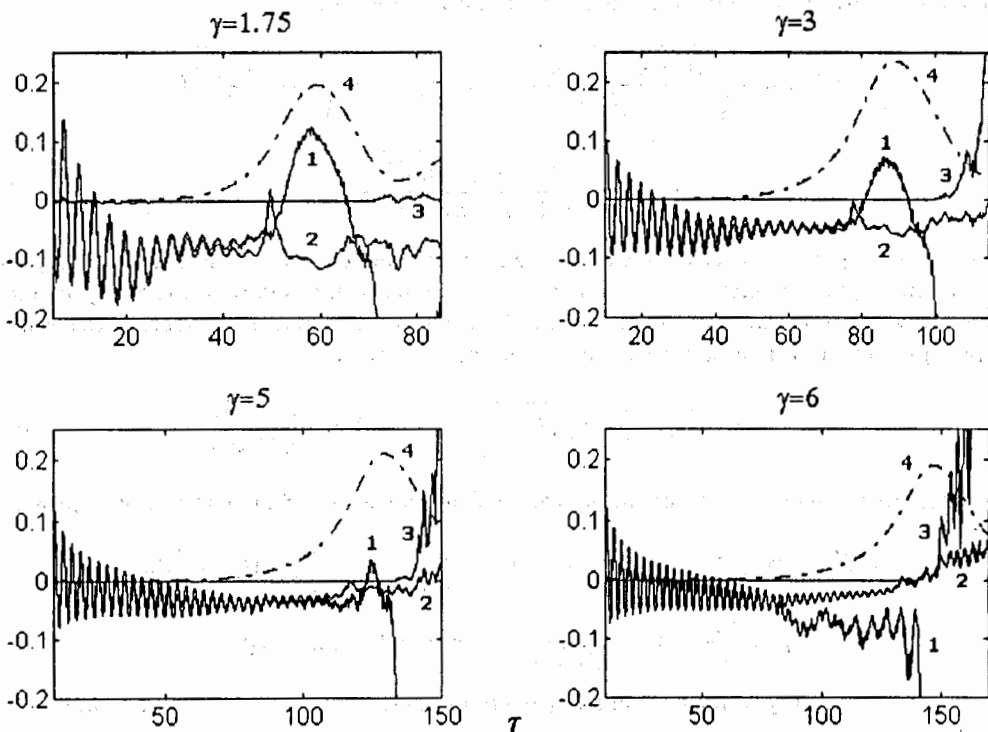


Рис. 1. Нелинейная эволюция черенковского резонанса  $R_b$  (1), плазменного резонанса  $R_p$  (2) и диэлектрической проницаемости плазмы с пучком  $\epsilon(\Omega, K)$  (3) для разных энергий. Пунктирная кривая 4 соответствует плотности энергии ленгмюровских колебаний  $W$ .

Для нерелятивистского пучка  $\gamma_0 < 1,75$  насыщение амплитуды поля связано с расстройкой черенковского резонанса  $R_b$ . С ростом энергии пучка роль плазменного резонанса  $R_p$  возрастает и при  $\gamma_0 = 3$ , когда функция  $W(\gamma_0)$  достигает максимума [11], когда оба эффекта являются величинами одного порядка. Для больших энергий расстройка плазменного резонанса возникает раньше черенковского и рост амплитуды колебаний замедляется из-за изменения волноводных свойств плазмы. Однако расчеты показывают, что в рассматриваемом диапазоне энергий нелинейное насыщение амплитуды поля всегда связано с распадом пучка на сгустки.

Условием развития пучковой неустойчивости является фазовый синхронизм пучка с волной, который существует для возмущений с фазовыми скоростями  $V_{ph} < V_0$ . Наш численный эксперимент подтверждает этот вывод линейной теории и позво-

ляет наблюдать эволюцию скорости пучка  $V$  и фазовой скорости волны  $V_{ph}$  на нелинейной стадии неустойчивости. Результаты расчетов, выполненных для пучков разных энергий, представлены на рис.2. Анализируя их, можно заключить, что при  $\gamma_0 \leq 3$  скорость пучка убывает быстрее фазовой скорости, а при  $\gamma_0 > 3$  реализуется обратный эффект. Область энергий  $\gamma_0 \approx 3$  соответствует оптимальным условиям взаимодействия пучка с плазмой, когда фазовый резонанс сохраняется на нелинейной стадии неустойчивости [17].

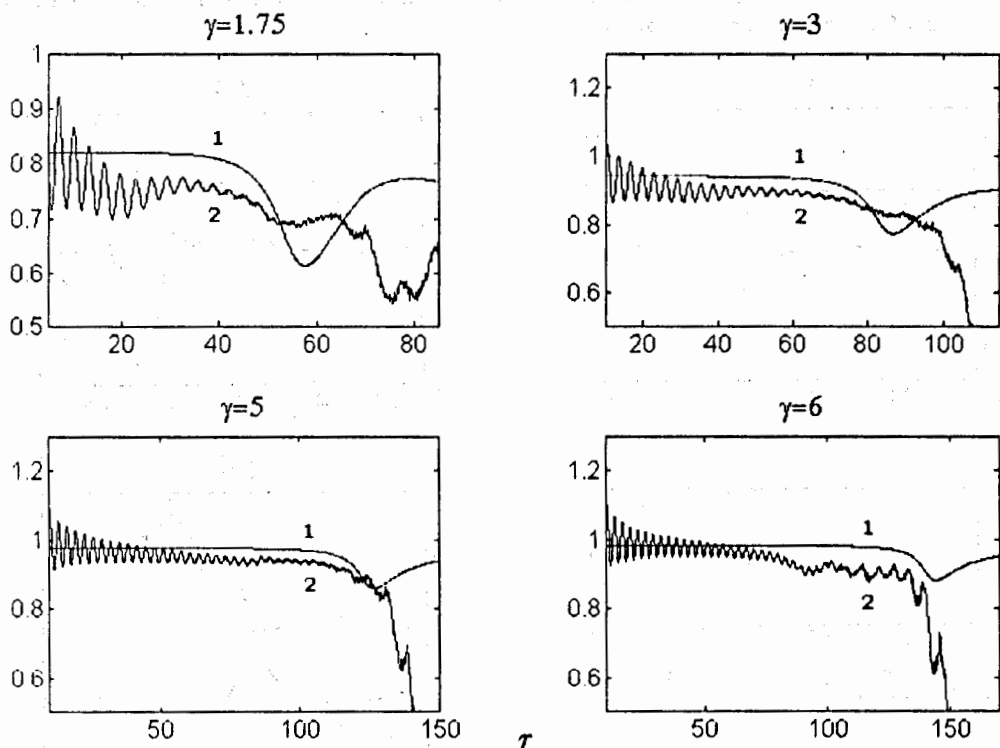


Рис. 2. Нелинейная эволюция скорости пучка  $V$  (1) и фазовой скорости волны  $V_{ph}$  (2) для разных энергий пучка

Согласно рис.1 дисперсионное уравнение  $\varepsilon(\Omega, K) \approx 0$  сохраняется до момента распада пучка на ступки, а "тепловая" поправка к ленгмюровской частоте плазмы в формуле (7) остается малой  $V_T^2/V_{ph}^2 \approx 10^{-3}$ . Отсюда следует, что нелинейная релаксация плазменно-пучковой системы на первом этапе неустойчивости определяется временной эволюцией инкремента линейной теории. Для пучка малой плотности в холодной плазме  $V_T = 0$  решение дисперсионного уравнения имеет вид  $\Omega = KV + \Delta\Omega$ , где малая добавка к частоте  $|\Delta\Omega|/KV \ll 1$  удовлетворяет уравнению

$$\left(\frac{\Delta\Omega}{KV}\right)^2 \left[\frac{\varepsilon(KV)}{2} + \frac{\Delta\Omega}{KV}\right] = \frac{\Omega_b^2}{2\Omega_p^2\Gamma^3} = \mu, \quad \varepsilon(KV) = 1 - \frac{\Omega_p^2}{KV^2}. \quad (9)$$

При фиксированном значении  $\mu$  комплексные корни (9) зависят только от диэлектрической проницаемости плазмы на частоте модуляции пучка  $KV$ .

Нелинейная диэлектрическая проницаемость плазмы

$$R = R_p - R_b = KV - \Omega_p \approx \varepsilon(KV)/2 \quad (10)$$

представлена на рис.3 кривыми 1, а соответствующие значения гидродинамического инкремента – кривыми 2. Инкремент, найденный численным интегрированием, изображен точками (кривые 3).

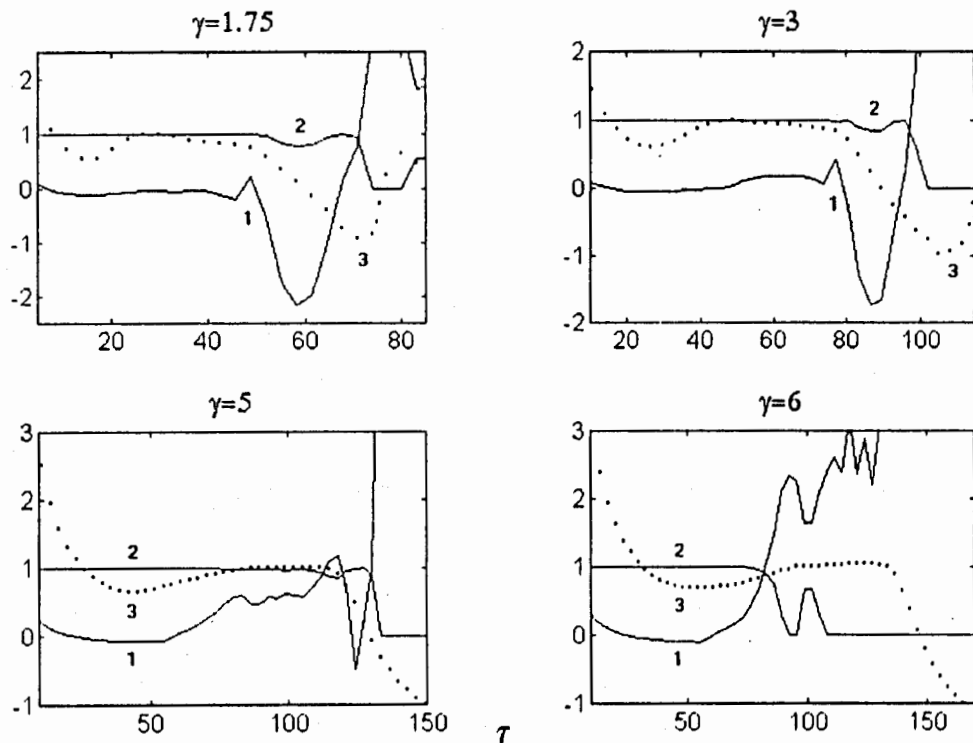


Рис. 3. Нелинейная эволюция диэлектрической проницаемости плазмы  $\tilde{R} = R/\mu^{1/3}$  (1) и гидродинамического инкремента  $\delta(R)/\delta_m$  (2). Точечная кривая (3) соответствует "численному" инкременту  $\delta(\tau)/\delta_m = (2\tau)^{-1} \ln(W/W_0)$

Использована модель пучково-плазменной неустойчивости, в которой инкремент вычисляется по формуле линейной теории (9) на базе данных, полученных в нелинейной численной модели. Такой подход позволяет интерпретировать нелинейное насыщение амплитуды колебаний как временную эволюцию гидродинамического инкремента от максимального значения  $\delta_m = (\sqrt{3}/2)\mu^{1/3}\Omega_p$  к порогу неустойчивости

$$\delta_+ = (2\mu)^{1/3} \left[ 1 - \frac{\varepsilon(KV)}{\varepsilon_c} \right]^{1/2} \Omega_p, \quad \varepsilon_c = 3(2\mu)^{1/3}. \quad (11)$$

Для нерелятивистского пучка плазма остается линейной  $\Omega \cong 1$  и нелинейное насыщение амплитуды колебаний определяется изменением частоты модуляции пучка  $KV$ . Численное интегрирование показало, что раскачка колебаний сопровождается уменьшением средней скорости пучка  $V$  и монотонным ростом волнового числа  $K$ . Первый эффект превалирует на начальной стадии неустойчивости, когда пучок теряет значительную долю энергии на возбуждение колебаний в плазме. Поэтому рост амплитуды гармоники с максимальным инкрементом приводит к смещению диэлектрической проницаемости плазмы в область  $\varepsilon(KV) < 0$ , где колебания нарастают с инкрементом  $\delta_- \approx \sqrt{2\mu/|\varepsilon(KV)|}\Omega_p$ . Раскачка медленных сателлитов с малыми инкрементами сопровождается перераспределением энергии колебаний внутри узкого волнового пакета [14] и увеличением эффективного волнового числа  $K$ . Соответственно частота модуляции пучка  $KV$  сначала убывает до минимального значения, а затем начинает расти. Насыщение амплитуды колебаний сопровождается смещением  $\varepsilon(KV)$  в область положительных значений, где инкремент обращается в нуль.

В области высоких энергий  $\gamma_0 \approx 3-5$ , где уже проявляется нелинейное уменьшение ленгмюровской частоты плазмы [10], механизм насыщения колебаний также близок к гидродинамическому. Однако при  $\gamma_0 = 6$  корреляция гидродинамического и кинетического (численного) решений становится менее заметной. Действительно, наблюдаемое в численном эксперименте быстрое монотонное смещение  $\varepsilon(KV)$  в область положительных значений должно привести к нелинейной стабилизации неустойчивости при  $\tau \approx 100$ , когда "гидродинамический" инкремент обращается в нуль. Однако рост амплитуды колебаний продолжается до момента  $\tau \approx 150$ . Анализ фазовой плоскости пучка показывает, что многопоточное состояние возникает уже при  $\tau \approx 125$  и насыщение амплитуды колебаний реализуется для пучка, разби-того на сгустки.

Таким образом, развита методика расчета, в рамках которой фундаментальные понятия линейной теории: частота, волновое число и фазовая скорость пролонгированы на нелинейную стадию неустойчивости и использованы в качестве интегральных характеристик неустойчивой пучково-плазменной системы наряду с плотностью энергии поля.

Энергия пучка трансформируется в энергию ленгмюровских колебаний, и его средняя скорость убывает. Усредненная по пространственному периоду частота неустойчивой моды испытывает малые осцилляции вблизи начальной ленгмюровской частоты плазмы  $\Omega \cong 1$ . Поэтому смещение спектра колебаний в коротковолновую область  $K > 1$  приводит к понижению фазовой скорости волны на нелинейной стадии неустойчивости. Несинхронность этих процессов является причиной насыщения роста амплитуды колебаний в плазме с нерелятивистским пучком.

Переход к релятивистским пучкам сопровождается увеличением плотности энергии колебаний и модуляцией плотности плазмы. Возникающее при этом уменьшение средней по пространственному периоду ленгмюровской частоты приводит к расстройке плазменного резонанса и ограничивает возможность использования плазмы в качестве резонансной волноводной системы в области высоких энергий.

В процессе нелинейной релаксации параметры пучка и плазмы изменяются со временем. Однако физическое состояние системы зависит от комбинации этих пе-

личии, входящей в диэлектрическую проницаемость плазмы  $\epsilon(0) = 1 - \omega_p^2/k^2 v_0^2$ . Нелинейная стабилизация неустойчивости соответствует отклонению этого параметра от начального значения  $\epsilon(0) = -\mu^{1/3}$  в область  $\epsilon(t) > 0$ . Характерное время процесса зависит от энергии пучка и в рассмотренном случае  $n_b/n_p = 1/64$  оказывается наибольшим при  $\gamma_0 \approx 3$ , когда отношение плотности энергии ленгмюровских колебаний к плотности энергии пучка является максимальным.

Авторы благодарны С.С. Монессу и А.А. Рухадзе за обсуждение результатов работы и полезную дискуссию.

## Литература

1. D. Bohm, E.P. Gross. // Phys.Rev., 1949, v.75, p.1864.
2. А.И. Ахнезер, Я.Б. Файнберг. // ЖЭТФ, 1949, т.69, с.555.
3. Я.Б. Файнберг. // Атомная энергия, 1961, т.11, с.313.
4. А.Б. Михайловский. Теория плазменных неустойчивостей, т.1. М.: Атомиздат, 1975, с.9.
5. N.G. Matsiborko, I.N. Onischenko, V.D. Shapiro, V.I. Shevchenko. // Plasma Phys., 1972, v.14, p.591.
6. L.E. Thode, R.N. Sudan. // Phys.Rev.Lett., 1973, v.30, p.732.
7. L.E. Thode, R.N. Sudan. // Phys.Fluids., 1975, v.18, p.1552.
8. Судан Р.И. Коллективное взаимодействие пучка с плазмой. // Основы физики плазмы / Под ред. Галева А.А. и Судана Р. (Доп. к т.2). М.: Энергоатомиздат, 1984, с.49.
9. М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе. Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М.: Наука, 1990, с.59.
10. В.Б. Красовицкий. // Физика плазмы, 1996, т.22, с.728.
11. Ю.А. Волков, В.Б. Красовицкий. // Физика плазмы, 2000, т.26, с.78.
12. Я.Б. Файнберг, В.Д. Шапиро, В.И. Шевченко. // ЖЭТФ, 1969, т.57, с.966.
13. Р.И. Ковтун, А.А. Рухадзе. // ЖЭТФ, 1970, т.58, с.1709.
14. В.Д. Шапиро, В.И. Шевченко. // Известия ВУЗ'ов. Радиофизика, 1976, т.19, с.767.
15. А.А. Пванов. Физика сильнонеравновесной плазмы. М.: Атомиздат, 1977, с.55.
16. А.И. Ахнезер, И.А. Ахнезер, Р.В. Половин, А.Г. Сигенко, К.Н. Степанов. Электродинамика плазмы. М.: Наука, 1974, с.386.
17. В.Б. Красовицкий, Л.А. Митин // Физика плазмы, 1997, т.23, с.230.



Сессия 3

ПРИКЛАДНЫЕ  
ПРИМЕНЕНИЯ  
УСКОРИТЕЛЕЙ

Председатели: Р. Ц. Оганесян  
И. А. Шелаев

## МАЛЫЕ ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫЕ УСТАНОВКИ

*А.М. Козодаев, Н.В. Лазарев, О.В. Шведов*

*Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва*

Приводятся сведения о проектируемых, сооружаемых и действующих электроядерных установках малой мощности. Обсуждается их роль в решении проблем электроядерных технологий и прикладных задач.

### Review of Low-Power ADS Facilities

*A. M. Kozodaev, N. V. Lazarev, O. V. Shvedov*

Some data of design or construction stage and operated low-power electronuclear facilities are described. The role and place of such facilities at solving of ADS (Accelerator Driven System) technological problems and applied tasks are discussed.

### 1. Электроядерные технологии

Идея управления ядерным реактором внешними потоками нейтронов, рождаемых в нейтронопроизводящей мишени под воздействием ускоренных заряженных частиц, разрабатывается уже примерно 40 лет. Оптимальная энергия бомбардирующих мишень протонов близка к 1 ГэВ, при этом выход нейтронов из тяжело-металлической мишени на один протон составляет 20–30. Первичные нейтроны в подкритическом blankets, содержащем ядерное топливо, могут размножаться с коэффициентом умножения в несколько десятков. Получающиеся таким образом в электроядерной установке (ЭЛЯУ) нейтронные потоки представляют интерес для решения ряда проблем современной ядерной энергетики: возможной нейтронной трансмутации долгоживущих (с периодом полураспада десятки – сотни тысяч и даже миллионы лет) радиоактивных отходов ядерной энергетики, освоения перспективного торий-уранового топливного цикла, утилизации излишков плутония, производства трития. Главным преимуществом ЭЛЯУ является очевидная невозможность "саморазгонных" аварий с неуправляемым и быстрым нарастанием мощности. Выключение пучка ускорителя мгновенно прекращает цепную реакцию в подкритическом реакторе. Поэтому использование ЭЛЯУ открывает возможность преобразования ядерной энергетики в принципиально ядерно-безопасную. Первая крупная международная встреча ученых, посвященная ядерной трансмутации, прошла в Обнинске всего лишь 10 лет тому назад – в июле 1991 года (Workshop on Nuclear Transmutation of Long-Lived Nuclear Power Radiowaste). Но за истекший период исследования в этом направлении приобрели весьма широкий масштаб.

Электроядерные технологии позволяют развивать ряд сопутствующих направлений: фундаментальные исследования на интенсивных потоках нейтронов, производство широкого спектра радионуклидов медико-диагностического и медикотерапевтического назначения (на протонном пучке и на потоке нейтронов могут нарабатываться различные группы нуклидов), нейтронозахватная терапия, легирование материалов, в частности, кремния, исследования в области радиационного материаловедения... В силу этого за электроядерными технологиями, очевидно, следует предполагать большое будущее в XXI веке.

Практически все ведущие ядерно-физические центры мира ведут работы в этом направлении [1,2]. Достаточно назвать такие программы, как ATW (США), OMEGA (Япония), GEDEON (Франция), ESS (Европа), HYPER (Корея). Разрабатываются и реализуются проекты APT и SNS (США), JAERI/КЕК (Япония), TRISPAL (Франция), TRASCO (Италия), EA (CERN), HFBR (BNL), КОМАС (Корея). В России также подготовлена и одобрена научной общественностью Минатома и РАН "Программа исследований электроядерных систем" [3]. Все они фактически ориентированы на сооружение полномасштабных ЭЛЯУ для отработки проблем трансмутации, безопасной ядерной энергетики, использования в прикладных целях, а также производства трития. Названные проекты находятся в различных стадиях. Наибольшую проектную мощность имеет пучок в проекте APT, в процессе реализации которого на головной части ускорителя с энергией 6.7 МэВ уже получен средний ток 100 мА [4].

## 2. Роль малых электроядерных установок

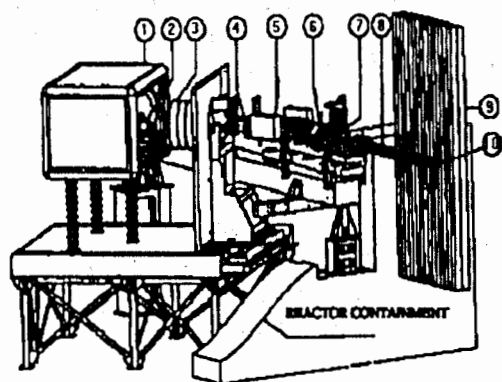
Сегодня нет сомнений в принципиальной возможности сооружения полномасштабной ЭЛЯУ с мощностью пучка ускорителя-драйвера до 50–100 МВт. Однако не следует преуменьшать возникающие на этом пути физико-технические и инженерно-технологические сложности. ЭЛЯУ должна быть экономически эффективной, максимально надежной, принципиально неспособной привести к ядерной катастрофе, с безопасным для обслуживания уровнем радиации. Стоимость ее сооружения может оказаться за гранью возможностей экономически самых развитых стран. Поэтому в настоящее время на передний план освоения ЭЛЯУ-технологий, помимо разработки отдельных полномасштабных узлов, выступает создание и экспериментальная работа на маломасштабных, стендовых ЭЛЯУ, которые должны послужить прототипами полномасштабных. Такие установки позволяют лучше понять особенности взаимосвязи и проблемы столь необычного симбиоза: ускорителя заряженных частиц и ядерного реактора, базирующихся на совершенно разнородных областях техники. Они послужат полигоном для оптимизации нейтронофизических характеристик активной зоны, для отработки как отдельных решений по мишенно-бланкетному узлу, линяку-драйверу и новым топливным циклам, так и проблем управления, безаварийности, надежности всей установки в целом. Стоимость сооружения подобных установок не будет чрезмерно большой, поскольку, как правило, их сооружение планируется с использованием уже имеющихся узлов. А обычно предполагаемое прикладное использование пучка ускоренных заряженных частиц и нейтронных потоков поможет облегчить задачу финансирования.

Трудно провести четкую грань между нейтронными генераторами и ЭЛЯУ. Последние, в сущности, являются нейтронными генераторами, мишень которых входит в состав подкритического ядерного реактора. Значительное количество нейтронных генераторов используется для ядерно-физических экспериментов, изучения различных аспектов трансмутации и электроядерного способа производства энергии и переработки трития [1], несколько экспериментальных реакторных сборок переоборудуются на управление нейтронными потоками от дейтерий-тритиевых генераторов, однако действующих ЭЛЯУ, ведомых ускорителями, пока нет.

### 3. Обзор электроядерных установок

Рассмотрим проектирующиеся, сооружаемые и работающие установки, которые можно было бы отнести к категории ЭЛЯУ, расположив их в порядке возрастания мощности.

**3.1. Комплекс БФС-1 – микротрон** подготавливается в ФЭИ (Обнинск) [3]. Критический стенд БФС-1 построен для изучения нейтронно-физических характеристик ЭЛЯУ на полномасштабных моделях. Корпус стенда представляет собой вертикальный стальной бак диаметром 2 м и высотой 2,6 м. В этот бак вставляются около 1200 стальных или алюминиевых труб диаметром 50 мм и толщиной 1 мм, в которые загружаются таблетки из топливных и конструкционных материалов в таких пропорциях, в которых эти материалы входят в состав активных зон и отражателей ЭЛЯУ. Стенд БФС-1 объединен с микротроном – импульсным резонансным циклическим ускорителем электронов. Энергия ускоренных электронов – до 30 МэВ, ток пучка в импульсе – до 100 мА. Усиленные сборкой импульсы позволяют определять энергетические спектры нейтронов моделируемой установки на спектрометре по времени пролета нейтронов с базами 50 м и 250 м.



- 1) Высоковольтный (250 кВ) модуль
- 2) Понный источник
- 3) Ускоряющая трубка
- 4) Квадруполь
- 5) Магнит (45°)
- 6) Диагностика
- 7) Квадруполь
- 8) 6 квадруполей
- 9) Реактор МАЗУРКА
- 10) Нейтронопроизводящая мишень

Рис. 1. Общий вид установки на базе реактора МАЗУРКА

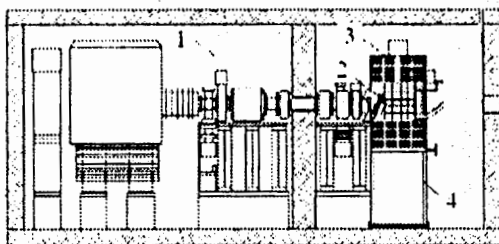
На комплексе БФС-1 – микротрон планируются детальные исследования нейтронно-физических характеристик активных зон двух типов: конфигурации с быстрой, охлаждаемой свинцом, плутоний-урановой нитридной центральной тестовой зоной и быстрой тестовой зоной, окруженной в радиальном направлении периферийной тепловой или энталповой областью.

**3.2. MASURCA** (г. Кадараш, Франция) [5] – экспериментальный реактор используется в различных вариантах активной зоны с различными материалами для исследований по электроядерной проблеме в рамках французской программы GEDEON. При управлении реактора от D-T генератора (рис.1) первичные нейтроны будут производиться в центре активной зоны.

Запланированы как непрерывный, так и импульсный режим; как критическая, так и подкритическая конфигурация, коэффициент  $k_{эфф}$  может задаваться в пределах от 0.95 до 1. Активная зона в плане имеет размеры 1 м × 0.7 м. В одной из исследовательских программ (MUSE-4), например, используются топливные элементы  $(Pu-U)O_2$ ,  $(U-Th)O_2$ ,  $(Pu-Th)O_2$ .

**3.3. МАКЕТ** (ИТЭФ, Москва) [3] – тяжеловодный реактор нулевой мощности в режиме подкритической системы с внешним источником нейтронов (D-T генератором) предназначен для исследования нейтронно-физических и эксплуатационных параметров моделей бланкетов электроядерных систем, для тестирования и коррекции расчетных моделей и оценки масштабов эффектов, влияющих на ядерную и технологическую безопасность, для прецизионных экспериментов с тяжеловодными решетками бланкетов электроядерного генератора нейтронов ИТЭФ и секционированными бланкетами демонстрационной электроядерной установки. Основные параметры установки МАКЕТ: диаметр бланкета 2.6 м, высота 3.5 м, интенсивность D-T импульсного генератора нейтронов  $10^{10}$  н/с, количество стержней СУЗ – 7.

**3.4. ЯЛИНА** – подкритическая сборка с тепловым спектром нейтронов [6] создается в рамках исследований по трансмутации в белорусском исследовательском комплексе "СОСНЫ" (рис.2). Сборка будет управляться внешним потоком нейтронов от генератора нейтронов НГ-12-1 (в котором дейтроны ускоряются до энергии 250 кэВ и бомбардируют титан-третиевую мишень) с интенсивностью  $10^{12}$  н/с. Коэффициент размножения сборки 0.90–0.98. В качестве топлива будут использоваться топливные элементы с обогащением 0.4–21% и замедлители – гидрид циркония, полиэтилен, парафин, вода. В подкритической сборке планируется выполнять измерения энергетических спектров нейтронов, коэффициентов размножения и др.



- 1 – нейтронный генератор
- 2 – Ti-T мишенная система
- 3 – подкритическая сборка
- 4 – подвижная платформа

Рис. 2. Схема подкритической установки ЯЛИНА

**3.5. ПЛУТОН** – экспериментальная ЭЛЯУ на базе фазотрона с энергией протонов 660 МэВ и подкритического Pu-бланкета импульсного реактора ИРЕН – предлагается в ОИЯИ [7]. Установка ПЛУТОН (рис.3) включает в себя:

- 660 МэВ импульсный ускоритель протонов;
- магнитный канал транспортировки пучка;

- вольфрамовую мишень;
- Pu подкритический бланкет на твэлах типа ИРЕН с  $K_{эф} \phi = 0,94-0,95$ ;
- отражатели и защиту;
- защитные и контролируемые системы.

Подкритичесборка размещается в снабженном необходимой защитой экспериментальном зале ускорителя. Фазотрон работает в импульсном режиме (длительность импульсов 20 мкс, частота их повторения 250 Гц), средние показатели выходного пучка протонов следующие:

- мощность 1,0 кВт;
- ток 1,5 мкА;
- интенсивность  $2 \times 10^{13}$  протон/с.

Бланкет состоит из 86 Pu-твэлов. Масса Pu в тепловыделяющей сборке – 229,5 г. Тепловыделяющие элементы сборки собираются в треугольную решетку. Полная длина тепловыделяющей сборки – 34 см, длина активной зоны – 18 см. Шестигранная активная зона и отражатель размещаются внутри бетонного контейнера с дополнительной свинцовой защитой, обеспечивающей радиационную безопасность при всех условиях работы установки. Тепловыделяющие элементы охлаждаются потоком воздуха. Мишень, если необходимо, может охлаждаться гелием. Тепловая мощность мишенно-бланкетного комплекса 20 кВт. Подкритический бланкет должен быть окружен стальным отражателем толщиной 2 см и защитой из тяжелого бетона толщиной 17 см. Пучок протонов от вакуумной системы ускорителя проходит в мишень через специальное вольфрамовое окно.

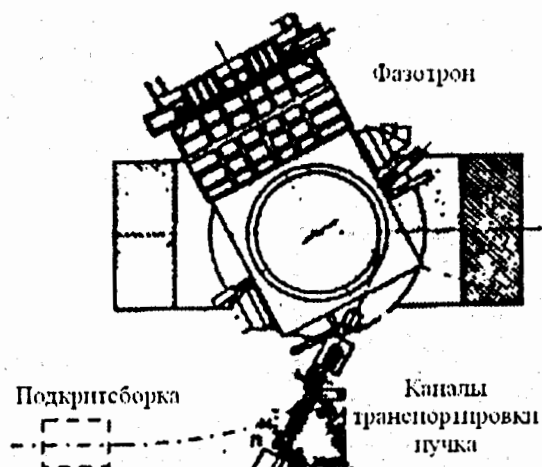


Рис. 3. Взаиморасположение составляющих элементов ЭЛЯУ ПЛУТОН (ОИЯИ)

На установке ПЛУТОН при достаточно высоких энергиях протонов, хотя и при относительно небольшом токе пучка, можно будет исследовать динамику электроядерных систем, эффективность методов контроля подкритичности, методы оптимизации процесса утилизации Pu, эффективность секционирования бланкета, методы оптимизации мишенно-бланкетных композиций.

**Э.В. ЭЛЯНГ** представляет собой электроядерный нейтронный генератор, сооружаемый в ИТЭФ на базе оборудования остановленного тяжеловодного реактора ТВР и линейного протонного ускорителя ИСТРА-36 [8,9]. Протонный пучок от линейного ускорителя будет поступать на бериллиевую мишень подкритической сборки или на станции вывода пучка для прикладных целей (рис. 4). Основные параметры установки:

- энергия пучка	36 МэВ;
- средний ток пучка	0,5 мА;
- интенсивность нейтронов мишени	$3 \cdot 10^{14}$ н/с;
- количество ТВС	16-17;
- основной размножитель	$^{235}\text{U}$ ;
- обогащение топлива по $^{235}\text{U}$	90%;
- загрузка $^{235}\text{U}$	1,3 кг;
- замедлитель и теплоноситель	$\text{D}_2\text{O}$ ;
- отражатель	$\text{D}_2\text{O}$ ; графит;
- $k_{эф}$	0,95;
- поток тепловых нейтронов в экспериментальных каналах	$2 \cdot 10^{12}$ н/см <sup>2</sup> · с;
- тепловая мощность	100 кВт.

На установке можно будет отрабатывать концепции безопасного управления подкритической сборкой, изучать отдельные вопросы создания подкритсборок для производства энергии, трансмутации отходов и наработки трития, подбирать состав и конфигурацию blankets, проверять правильность работы программ расчета blankets, получить источник холодных и ультрахолодных нейтронов для фундаментальных исследований, экспериментально изучать особенности работы ускорителя, включая чрезвычайные ситуации в условиях драйвера, отрабатывать физико-технические решения для использования их в полномасштабном линаке-драйвере, нарабатывать радионуклиды медико-биологического и промышленного назначения, проводить радиационные испытания материалов и изделий.

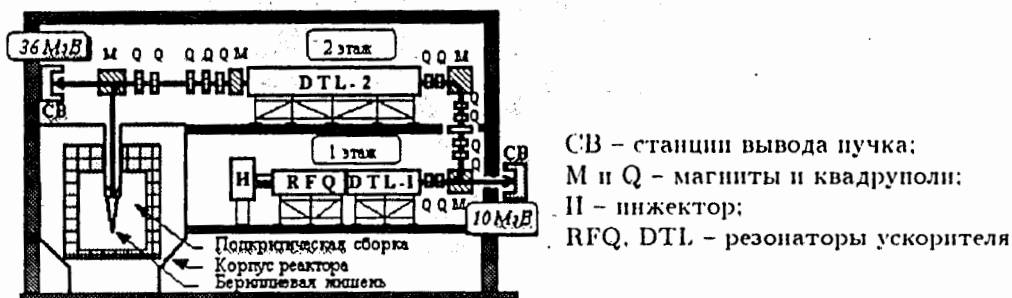


Рис. 4. Схема установки ЭЛЯНГ (ИТЭФ)

При увеличении мощности технологических систем ускорителя ИСТРА и замене DTL-2 на сверхпроводящие резонаторы можно увеличить выходную энергию частиц до 100-150 МэВ, а средний ток пучка — до 2-5 мА, что радикальным образом может расширить возможности ЭЛЯНГ.

**3.7. Neutron Factory** – нейтронная фабрика, представляющая собой многофункциональную ЭЛЯУ [11], предложена в Институте реакторных исследований при Университете японского города Киото (KURRI). NF состоит из линейного ускорителя и подкритической сборки (рис.5). В первой части линака предполагается ускорять дейтроны или ионы  $H_2^+$  в последовательных секциях с выходными энергиями 400 кэВ (100 мА), 2 МэВ (10 мА) и 20 МэВ (1 мА). Во второй части ускорителя после обдирки и развала молекул водорода планируется ускорять протоны до энергий 100 МэВ и 300 МэВ при токе пучка 0,3 мА. Далее пучок подается на мишень подкритической сборки. После каждой секции ускорителя предусматривается вывод пучка на различные мишени для производства нейтронов в широком диапазоне энергий (14 МэВ, холодные, эпитепловые, тепловые, быстрые) и средних интенсивностей ( $2 \cdot 10^{13} - 3,7 \cdot 10^{15}$  н/с).

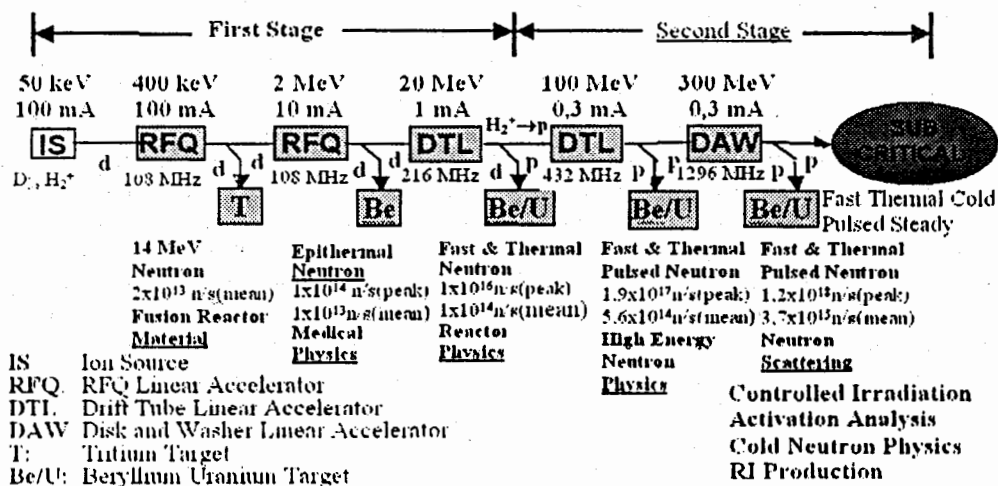


Рис. 5. Схема установки KURRI

На установке планируется исследовать инженерные проблемы ториевого цикла и переработки отходов; проводить исследования по нейтронной физике, радиационному материаловедению, реакторной физике; использовать пучок для медицинских целей, активационного анализа, производства радионуклидов.

**3.8. Энергия+трансмутация.** В ОИЯИ рассматривается возможность создания экспериментальной ЭЛЯУ "Энергия+трансмутация" с использованием пучка синхротрона/нуклотрона. Энергия протонного пучка 1–2 МэВ, ток пучка не более 1 мкА. мишень может быть построена на базе Pb, U или W. В blankets может быть использован естественный уран. На установке можно было бы определять оптимальные параметры многоцелевых ЭЛЯУ; получать данные об энерговыделении, коэффициенте усиления мощности, спектре и балансе нейтронов, энергозатратах на генерацию одного нейтрона; измерять параметры нейтронно-физических характеристик мишени в зависимости от энергии заряженных частиц, изотопного состава и композиции мишени-конвертора и blankets.



**3.9. Test Facility.** В рамках корейского проекта HYPER в 2002–2006 годах планируется соорудить маломасштабную тестовую электроядерную установку с тепловой мощностью 5 МВт [12]. Ведется разработка секций ускорителя – RFQ и DTL.

**3.10. Предложение ИНЕР (Пекин).** В порядке развития управляемых ускорителем ядерно-энергетических систем планируется на первом этапе, в течение ближайших 10 лет соорудить линейный протонный ускоритель на энергию 150 МэВ и средний ток 3 мА, объединенный с подкритическим бланкетом пулевой мощности [10]. Линак предполагается сооружать как прототип будущей полномасштабной установки и исследовать на нем ряд инженерно-физических проблем. В течение последующих 10 лет предполагается соорудить демонстрационную установку, включающую в себя линак на энергию и 1 ГэВ и ток пучка 10–20 мА, а также подкритический реактор и мишенную систему.

**3.11. Демонстрационная ЭЛЯУ** (рис.6) может быть создана на базе линейного ускорителя ММФ [13]. Интенсивный пучок протонов с энергией 500 МэВ может создавать внутри протяженных мишеней (Pb-Bi, W, U и др.) исходный спектр испарительных нейтронов, очень близкий спектру при энергии пучка 1.2–1.3 ГэВ, где находится энергетический оптимум (когда число нейтронов, рожденных в мишени одним протоном, максимально), что позволяет имитировать основные нейтронно-физические особенности полномасштабной установки. В названных условиях рождается ~8–10 нейтронов на один падающий протон. В зависимости от соотношения между током ускорителя (полученный ток 100 мкА, проектный – 500 мкА) и умножением бланкета (до 50) мощность демонстрационной установки может достигать 4–6 МВт. В некоторых вариантах демонстрационной ЭЛЯУ для выравнивания нейтронного поля возможно введение кольцевой подсветки из высокоактивного делящегося материала по границе бокса. На установке можно будет исследовать мощностные и температурные эффекты, процессы выгорания топлива и накопления новых делящихся материалов, трансмутации актиноидов и радиоактивных продуктов деления, новые технологии производства трития. Модульная структура бланкета установки позволит одновременно вести облучение подкритических композиций различного типа, обеспечит легкую их заменяемость и утилизацию. Пробный вывод пучка на мишень уже успешно проведен.

Возможности ЭЛЯУ существенно возрастают при увеличении в будущем [13] энергии пучка до 1 ГэВ за счет использования сверхпроводящих секций на выходе ускорителя и увеличения среднего тока до 3 мА.

**3.12. Linac + HFBR.** В BNL предложено создать мощную многоцелевую электроядерную установку на базе существующего высокопоточного бриднерного реактора HFBR и разработанного проекта сверхпроводящего протонного ЛУ на 1 ГэВ, 10 мА [14]. Эту установку (как и две предыдущих) едва ли можно отнести к маломасштабным, однако ее наличие в настоящем перечне показывает постепенное логичное повышение мощности тестовых систем до уровня полномасштабных. Шансы на реализацию этого проекта, по-видимому, будут возрастать по мере завершения работ в США по нейтронному генератору SNS.

Для сравнения основные параметры установок сведены в таблицу.

Таблица 1. Маломасштабные электродерные установки

Название установки или проекта	Страна	Тип драйвера: ускоряемые частицы; режим; энергия и ср. ток пучка	Мишень; интенсивность нейтронов от мишени	Мишенно-бланкетный узел	Тепловая мощность установки; $k_{эфф}$	Состояние
Комплекс БФС1-микротрон	ФЭИ, Россия	Микротрон; $e^-$ ; импульсный; 30 МэВ; 100 мА (имп.)		Критический стенд		Действует
МАКЕТ	ИТЭФ, Россия	D-T-генератор импульсный	T; $10^{10}$ н/с	Реактор нулевой мощности		Действует
MASURCA	г. Кадараш, Франция	D-T-генератор	T сборка	Подкрит-	$k_{эфф} = \approx 0,95-1$	Сооружается
ЯЛНА	г. Минск, Белоруссия	D-T-генератор	Ti-T; $10^{12}$ н/с	Подкрит-сборка	$k_{эфф} \leq < 0,98$	Сооружается
ПЛАНТОН	ОИЯИ	Фазотрон; p; импульсный; 660 МэВ; 1,5 мкА.	W;	Подкритический бланкет на твэлах ПРЕН	20 кВт; $k_{эфф} = \approx 0,94-0,95$	Проектное предложение. фазотрон работает
ЭЛЯИР	ИТЭФ, Россия	Линак; p; импульсный; 36 ( $\rightarrow$ 150) МэВ 0,5 ( $\rightarrow$ 4) мА.	Be; $3 \cdot 10^{14}$ н/с	Подкрит-сборка	100 кВт; $k_{эфф} = \approx 0,95$	Сооружается, проведен физпуск головной части линака
Neutron Factory	Университет г. Киото (KURRI), Япония	Линак; d, p; импульсный; 0,4-300 МэВ; 100-0,3 мА	T, Be, U; $2 \cdot 10^{13}$ - $3 \cdot 10^{15}$ н/с	Подкрит-сборка	5 МВт	Проектное предложение, имеется реакторная сборка
Энергия + трансмутация	ОИЯИ	Синхротрон/нуклотрон; p; 1-2 ГэВ; $< 1$ мкА	Pb, U, W	В бланкете - естественный U		Предложение
Test Facility	В проекте HYPER, Корея				5 МВт	Проектное предложение
Предложение ШЕР	ШЕР, Пекин, Китай	Линак; p; импульсный; 150 МэВ; 3 мА.		Подкрит-сборка нулевой мощности		Проектное предложение
Демонстрационная ЭЛЯИР	ИЯИ РАН, Россия	Линак; p; импульсный; 0,5 ( $\rightarrow$ 1) ГэВ; 0,1 ( $\rightarrow$ 3) мА.	W	модульная подкрит-сборка	4-6 МВт	Проектное предложение. проведен пробный вывод пучка на мишень
Linas + HFBR	BNL, Брукхевен, США	Линак; p; 1 ГэВ; 10 мА.		На базе быстрого реактора HFBR		Проектное предложение

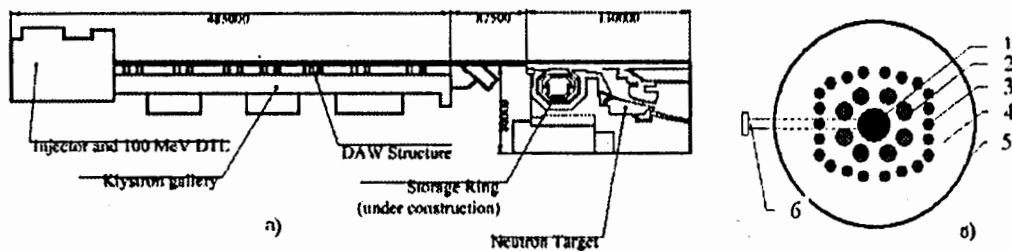


Рис. 6. Схема демонстрационной ЭЛЯУ ИЯИ на базе ускорителя ММФ.

а) – схема всей установки, б) – схема мишенно-бланкетного узла. 1 – мишенный модуль; 2 – модули, образующие бланкет электроядерной установки; 3 – кассеты с тепловыделяющими элементами на основе высокообогащенного урана, образующие кольцевой драйвер для выравнивания нейтронного потока; 4 – секционированный отражатель ( $D_2O$  или графит); 5 – внешний корпус; 6 – ионопровод

#### 4. Выводы

1. Использование D-T-генераторов в исследовательских установках реализует идею управления подкритсборкой внешним потоком нейтронов и позволяет получать некоторые данные по бланкету. Однако в этом варианте исследование и отработка взаимодействия подкритсборки и ускорителя крайне ограничены. Использование в качестве драйвера ускорителей с мощностью пучка в единицы-десятки киловатт (или больше) делает установку прототипом полномасштабной ЭЛЯУ и резко расширяет сферу исследований. К тому же, открывается возможность широкого спектра прикладных работ на пучке ускорителя.
2. Экономически оправдано наблюдаемое стремление разработчиков максимально использовать уже имеющиеся установки в составе тестовых ЭЛЯУ.
3. На текущий момент ощущается востребованность малых, тестовых ЭЛЯУ, которые могли бы помочь в решении не только физических, но и технических и технологических задач разработки полномасштабных установок.
4. В России имеются большие потенциальные возможности для создания малых тестовых ЭЛЯУ и получения на них важной информации, отработки вопросов ряда физико-технологических вопросов и продвижения таким образом по пути освоения электроядерных технологий.

#### Литература

1. Н.В. Лазарев, А.М. Козодаев. Сверхмощные линейные ускорители протонов для нейтронных генераторов и электроядерных установок (обзор проектов). – Атомная энергия, т.89, вып.6, декабрь 2000, с.440–454.
2. Accelerator driven systems: Energy generation and transmutation of nuclear waste. Status report. IAEA-TECDOC-985, 1997.

3. V.N. Mikhailov, S.T. Belyaev, Yu.A. Sokolov, O.V. Shvedov, B.P. Kochurov, A.M. Kozodaev, A.A. Kolomiets, Yu.E. Titarenko, N.S. Rabotnov, Yu.N. Shubin, A.D. Perekrestenko, L.V. Kravchuk, V.S. Barashenkov, V.E. Marshalkin, E.F. Fomushkin, V.I. Volk, V.P. Eismont, S.E. Chigrinov. Russian Minatom Program on ADT-research. – In: ADTTA-99, p.1044–1054.
4. H. Smith, T. Figueroa, J. Gilpatrik et al. Commissioning results from the LEDA RFQ. – In: EPAC-2000, p.969–971.
5. M. Salvatores, J.-P. Schapira, H. Mouney, B. Carlues. The GEDEON Program an R and D Initiative in Support of the ADS Development in France. – In: ADTTA-99, p.1006–1018.
6. S.E. Chigrinov, I.G. Serafimovitch, C.K. Rutkovskaia et al. A Small-Scale Set-Up for Research of Some Aspects of Accelerator Driven Transmutation Technologies. – In: ADTTA-99, p.1018–1025.
7. V.S. Barashenkov, A. Polanski, I.V. Puzynin, A.N. Sissakian. An Experimental Accelerator Driven System Based on Plutonium Subcritical Assembly and 660 MeV Proton Accelerator. – In: ADTTA-99, p.882–889.
8. O.V. Shvedov, M.I. Igumnov, M.M. Katz, A.A. Kolomiets, A.M. Kozodaev, N.V. Lazarev, V.V. Vassiliev and E.B. Volkov. ITEP ElectroNuclear Neutron Generator. – Journal of the Moscow Physical Society, 1996, N 2, p.99–112.
9. A.M. Козодаев, Р.М. Венгров, А.А. Дроздовский, А.А. Коломиец, Ю.Г. Орлов, А.М. Раскопин, В.С. Скачков, О.В. Шведов. Перспективы развития линака-драйвера нейтронного генератора ИТЭФ. Proc. of the Int. Conference on Sub-Critical Accelerator Driven Systems. October 11-15, 1999. Moscow, ITEP, 1999, p.258.
10. S. Fang. Brief Overview of Particle Accelerators in China. – In: APAC-98, p.3–7.
11. Y. Kawase, S. Shiroya, M. Inoc. An Accelerator-Assisted Nuclear Fuel Assembly for a Future Project at KURRI. – In: LINAC-98, p.300–302.
12. С.К. Рач, Н.Е. Аhn, В.Н. Choi et al. The KOMAC Project: Accelerator and Transmutation Project in Korea. – In: APAC-98, p.319–322.
13. L.V. Kravchuk and P.N. Ostroumov. Upgrade study of INR proton linac for production of 3 MW beam. – In: PAC-99, p.3282–3284.
14. J. Alessi, D. Raparia, A.G. Ruggiero. A SC linac driver for the BNL-HFBR reactor. – In: LINAC-2000, Report TUD-19.

## ПРОЕКТ ИРЕН: СТАТУС И ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

*В.В. Кобец, И.Н. Мешков, А.П. Сумбаев, В.И. Фурман, В.А. Швец*  
*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна*

*П.В. Логачев, В.М. Павлов, А.Р. Фролов, С.М. Гуров*  
*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск*

Рассматривается концепция проекта нового конкурентоспособного на мировом уровне источника резонансных нейтронов (ИРЕН), реализуемого в ОИЯИ. В установке ИРЕН современный линейный ускоритель ЛУЭ-200 инжектирует пучок электронов с энергией 200 МэВ продолжительностью импульса около 200 нс и средней мощностью 10 кВт в вольфрамовую мишень-конвертер, расположенную в центре компактной и быстрой активной зоны, собранной из твэлов, выполненных из металлического плутония. Фотонейтроны, образованные в конвертере, размножаются в окружающей активной зоне с коэффициентом умножения около 30, при этом продолжительность импульса быстрых нейтронов не превышает 400 нс. Представлены результаты первых экспериментов по испытанию ускоряющих секций линейного ускорителя ЛУЭ-200 на установке ВЭПП-5 в ИЯФ СО РАН и состояние работ по проекту ИРЕН.

### **IREN Project: Status and First Results**

*V. V. Kobets et al.*

The concept of the project of the new competitive at a world level intense resonance neutron source (IREN) creating now at JINR is considered. The IREN source consists of the modern linear accelerator of electrons LUE-200 with energy 200 MeV, the pulse duration about 200 ns and average beam power 10 kW and of the neutron multiplying target. The electron beam is transported to a tungsten target-converter located at the center of a compact and fast active core which is composed of metallic plutonium fuel elements. Photofission neutrons produced in the converter are multiplied with gain about 30 into surrounding core so the total duration of fast neutron burst does not exceed 400 ns. The results of the first experiments on test of the LUE-200 accelerating sections carried out at BINP, Novosibirsk on the basis of the VEPP-5 preinjector as well as a current status of the IREN project are presented.

Интенсивный импульсный источник резонансных нейтронов ИРЕН так же, как и работавший до июня 2001г. источник-бустер ЛУЭ-40 - ИБР-30, представляет собой традиционную для ОИЯИ комбинацию из драйвера - линейного ускорителя электронов и мишени-конвертера с размножающей оболочкой из делящегося материала.

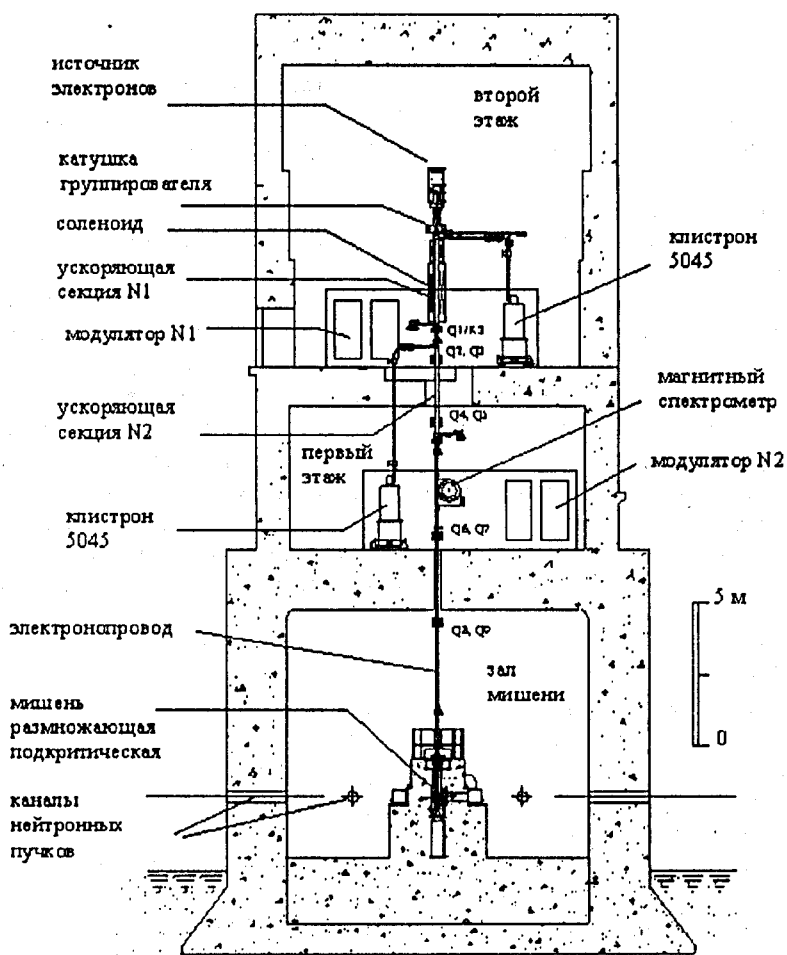


Рис. 1. Схема размещения установки ИРЕН

Импульсные потоки нейтронов из мишени используются для времяпролетных спектрометров высокого разрешения. Новая установка создается с целью сокращения длительности импульса при сохранении высокой средней интенсивности нейтронных потоков для повышения энергетического разрешения спектрометров. При коэффициенте размножения нейтронов в мишени  $\sim 30$  и длительности нейтронного импульса 400 нс интегральный выход нейтронов источника составит  $\sim 9 \cdot 10^{14}$  н/с.

Установка будет размещена в трех этажах существующего здания установки ЛУЭ40- ПБР30 (рис.1): в двух верхних этажах в вертикальном положении размещается ускоритель, в самом нижнем этаже – подкритическая размножающая мишень.

## 1. Ускоритель-драйвер ЛУЭ-200

Физическое обоснование ускорителя разработано в Институте ядерной физики СО РАН [1,2]. Проектные параметры ИРЕН по выходу нейтронов определяют среднюю мощность пучка электронов  $\geq 10$  кВт, что при длительности импульса 250 нс, значении тока электронов в импульсе  $\sim 1,5$  А и частоте следования импульсов 150 Гц определяет энергию электронов  $\sim 200$  МэВ. Ограничения по высоте помещений определяют темп набора энергии в ускоряющих секциях, который должен составлять не менее 35 МэВ/м.

Ускоритель состоит из электронной пушки, группирователя, двух ускоряющих секций, источников питания СВЧ-мощности 10 см диапазона, фокусирующей системы (включая канал транспортировки пучка к мишени), вакуумной системы, систем диагностики, контроля и управления. Пушка, группирователь и первая секция размещаются в верхнем этаже, вторая секция – этажом ниже. Ускоренный пучок транспортируется в нижний этаж к мишени. Пучки нейтронов из мишени по специальным каналам направляются к экспериментальным установкам.

**Электронная пушка** представляет собой диодную систему (катод-анод) с полым заземленным анодом и изолированным накальным экранированным катодом, на который подается импульсное напряжение. Параметры пучка электронов на выходе электронной пушки:

энергия электронов	- 200 кэВ.
максимальный ток пучка в импульсе	- 3,5–4,0 А.
длительность импульса тока пучка	- 250 нс.
поперечный размер пучка	- $r = 4$ мм.
эмиттанс пучка (не более)	- $\leq 0,01\pi$ см. рад.
энергетический разброс	- $\leq 2$ кэВ.

**Ускоряющая система ЛУЭ-200** состоит из группирователя и двух ускоряющих секций на бегущей волне (рис.2), в каждую из которых подается СВЧ-мощность от независимых клистронных усилителей.

Технические характеристики группирователя приведены в табл.1.

На СВЧ-группирователь подается часть мощности от основного питающего СВЧ-фидера первой секции. Амплитуда и фаза СВЧ-мощности, подаваемой на группирователь, регулируются аттенуатором и фазовращателем.

Таблица 1. Технические характеристики группирователя

Рабочая частота	2856,45 Гц
Вид колебаний	$2\pi/3$
Количество ячеек	4
Полная длина	243 мм
Фазовая скорость волны	0,7
Входная импульсная мощность	110 кВт
Собственная добротность на рабочей частоте	3350
Эффективность группировки	60%

Технические характеристики ускоряющей секции представлены в табл.2.

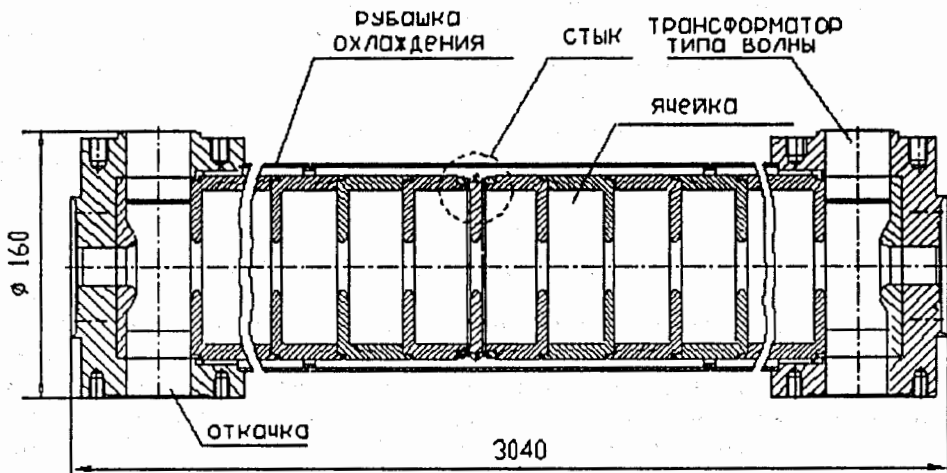


Рис. 2. Структура ускоряющей секции

Таблица 2. Технические характеристики ускоряющей секции

Рабочая частота	2855.05 МГц	При $T = 25^\circ (C)$
Вид колебаний	$2\pi/3$	
Постоянная времени	1.35 мксек	
Групповая скорость	0.021 с	
Шунтовое сопротивление	51 МОм/м	
Количество ячеек	83+2	Включая трансформаторы типа волны
Длина структуры	2.93 м	Включая трансформаторы типа волны
Время заполнения структуры	0.471 мкс	

Источниками СВЧ-мощности являются усилители на базе клистрона 5045 SLAC, способные формировать СВЧ-импульсы длительностью 3.5 мкс мощностью до 60 МВт. Для повышения импульсной СВЧ-мощности используется система SLED, состоящая из волноводного шелевого моста и двух высокодобротных цилиндрических резонаторов [1,3]. Системы SLED включаются в СВЧ-фидеры между клистроном и вводом в ускоряющую структуру секций и позволяют увеличивать амплитуду импульса СВЧ-мощности в 3-4 раза.

Импульсное питание клистронных усилителей осуществляется от модуляторов, формирующих высоковольтные импульсы катодного напряжения амплитудой 350 кВ длительностью 5 мкс по основанию. Модулятор М350 для клистрона 5045 SLAC разработан на базе модулятора М-250 ускорительной станции ОЛИВИН [4,5], использующего в качестве высоковольтных коммутаторов мощные водородные тиратроны



типа ТГН1-5000/50 (или ТГН1-2500/50). В настоящее время рассматривается возможность разработки и изготовления фирмой Puls-Plasmatechnik (Германия) резервного варианта модулятора повышенной надежности.

Фокусирующая система должна обеспечивать фокусировку пучка при ускорении от 200 кэВ до 200 МэВ и его проводку от конца второй секции до мишени. Фокусировка пучка от пушки до группирователя и при ускорении в первой секции осуществляется в соленоидальном магнитном поле. Транспортировка пучка от первой секции до мишени производится с помощью девяти квадрупольных магнитных линз.

## 2. Мишень размножающая подкритическая (МРП)

Мишень состоит из конвертера и окружающей конвертер размножающей оболочки из тепловыделяющих элементов (ТВЭЛ) [6]. Основные элементы конвертера представлены на рис.3. Пучок электронов поступает из ускорителя по вакуумному электропроводу, на конце которого установлена тонкая металлическая фольга, в конвертер из вольфрама (цилиндр  $\varnothing 40$  мм,  $L = 140$  мм), где рождает потоки тормозных  $\gamma$ -квантов и фотонейтронов, возникающих в результате  $\gamma - n$ -реакций. Нейтроны размножаются в окружающей конвертер оболочке из 108 стержневых ( $\varnothing 11.1$  мм,  $L = 350$  мм) тепловыделяющих элементов, содержащих металлический  $^{239}\text{Pu}$  высокого обогащения. Конвертер и оболочка образуют активную зону, работающую в режиме подкритической сборки с  $k_{эфф} \approx 0.97$ . Охлаждение конвертера и зоны обеспечивается продувкой гелия.

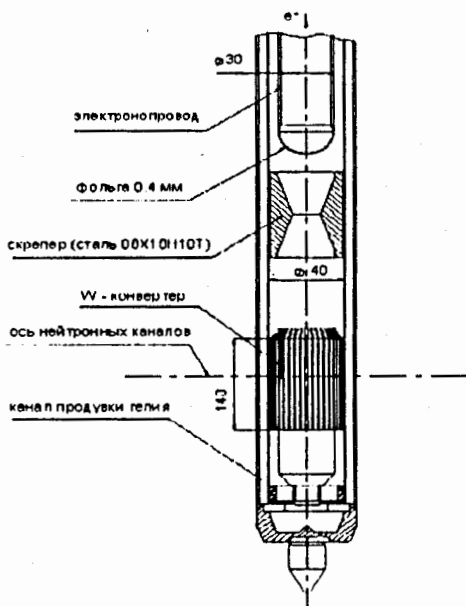


Рис. 3. Схема мишени-конвертера

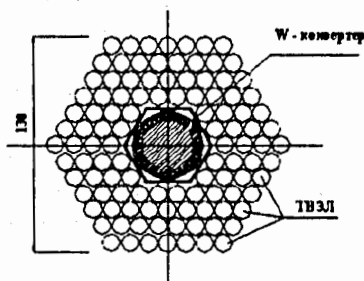


Рис. 4. Схема активной зоны МРП

Конструкция зоны с использованием экрана из диборида тантала ( $Ta^{10}B_2$ ) позволяет получить время жизни нейтрона на один акт размножения  $\leq 10$  нс и не допустить возвращения замедленных нейтронов в зону. Таким образом, обеспечивается продолжительность импульса быстрых нейтронов около 400 нс с частотой повторения 150 Гц, что обеспечивает полный выход нейтронов на уровне  $10^{15}$  н/с.

Применение размножающей мишени существенно снижает энергозатраты при эксплуатации источника по сравнению с другими источниками нейтронов сравнимой интенсивности.

### 3. Испытания опытного образца ускоряющей секции

Испытания опытного образца ускоряющей секции проведены на форинжекторе установки ВЭИИ-5 в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН [7]. Схема установки приведена на рис.5 [8]. Особенностью схемы эксперимента являлось наличие второй, "пассивной" ускоряющей секции, структура которой нагружалась на СВЧ-нагрузку, но СВЧ-мощность при этом не подавалась.

Основные условия проведения испытаний:

- напряжение на пушке источника электронов – до 140 кВ, что при различных режимах накала катода позволяет формировать на выходе пушки пучок электронов с током от 1,5 до 5 А;
- напряжение на клистроне 5045 SLAC – до 345 кВ, что позволяет подавать на вход системы умножения мощности до 50 МВт импульсной СВЧ-мощности;
- частота повторений СВЧ-импульсов при работе с пучком – до 5 Гц;
- субгармонический группирователь не запитывался;
- регистрация пучка электронов:
  - на выходе пушки – резистивным датчиком с сопротивлением  $R = 2,4$  Ом;
  - на входе в СВЧ-группирователь – люминофорным датчиком положения пучка;
  - на выходе из магнитного  $180^\circ$  спектрометра – многопозиционным коллектором с размерами ламелей, соответствующими длинам полного поглощения электронов пучка.

Испытания секции проводились в двух режимах:

- с "коротким" пучком (длительность сгустка  $\tau_b = 5$  нс много меньше времени заполнения секции  $T_f = 465$  нс);
- с "длинным" пучком ( $\tau_b = 240$  нс, что сравнимо со временем заполнения секции).

#### 3.1. Эксперименты с "коротким" пучком

При ускорении "короткого" сгустка электронов с током 2,3 А длительностью  $\sim 5$  нс получен устойчивый режим ускорения пучка до максимальной энергии 105 МэВ (средняя энергия – 100 МэВ). Ширина спектра на полувысоте составляет  $\pm 2\%$ . Средний темп ускорения достигает значений более 35 МэВ/м, а максимальное значение ускоряющего поля в первых ячейках секции достигает значений более 50 МВ/м.

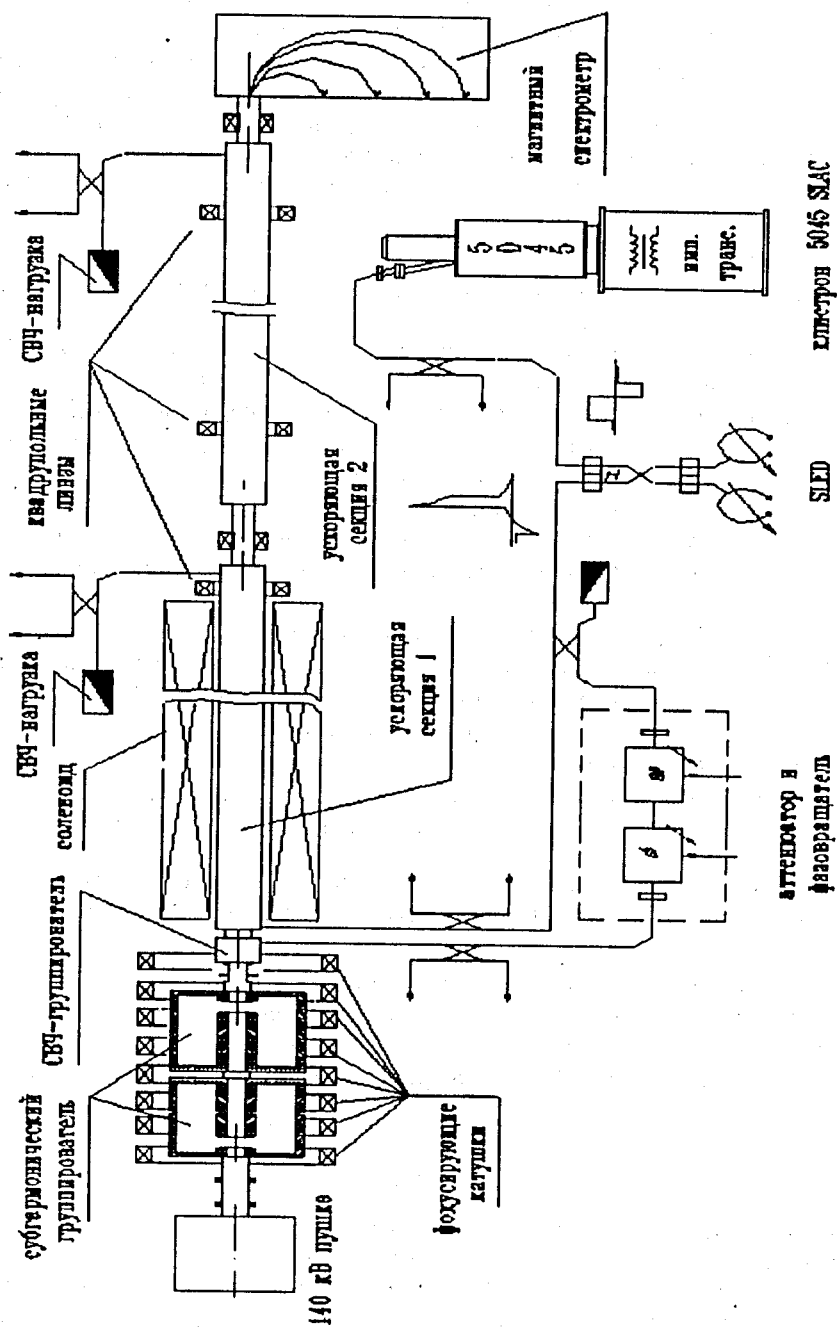


Рис. 5. Схема форинжектора установки ВЭПП-5

### 3.2. Эксперименты с "длинным" пучком

При работе с "длинным" пучком длительностью 240 нс ускоренный пучок, попадающий на спектрометр, имеет максимальную энергию в сгустке 105 МэВ и очень широкий энергетический спектр – до 70 МэВ в оптимальной рабочей точке (рис.6). При токе пушки 2,0 А ток пучка, эквивалентный заряду, измеренному на спектрометре, составляет около 1,0 А, а энергосодержание сгустка составляет ~ 16 Дж. В среднем при пролете пучка от пушки до первой ускоряющей секции теряется примерно 33% частиц (включая потери частиц при группировке в СВЧ-группирователе). При пролете от первой до второй секции потери пучка составляют примерно 12% и еще примерно 36% при выводе в спектрометр.

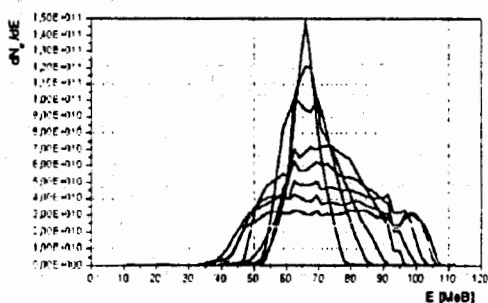


Рис. 6. Энергетический спектр пучка при варьировании времени включения пушки относительно импульса СВЧ-мощности

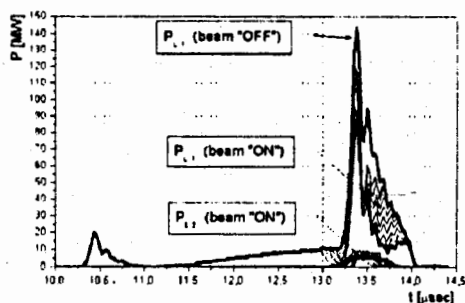


Рис. 7. СВЧ-мощность, поступающая в нагрузки:

$P_{L1}$  (beam "OFF") – нагрузка первой секции при отсутствии пучка.

$P_{L1}$  (beam "ON") – нагрузка первой секции при включенном пучке.

$P_{L2}$  (beam "ON") – нагрузка второй секции при включенном пучке.

Анализируя возможные причины энергетических потерь и потерь частиц из пучка, можно выделить следующие:

1. Наличие второй, "пассивной" секции, которая отбирает у пучка значительную часть энергии и приводит к уширению выходного спектра ускоренных частиц.
2. СВЧ-группирователь запитывается СВЧ-мощностью от основного питающего волновода после системы умножения мощности SLED. Это приводит к тому, что за время длительности импульса тока СВЧ-мощность, поступающая в группирователь, меняется примерно в два раза, вследствие чего возникают дополнительные потери частиц во время группировки и уширение энергетического спектра ускоренных частиц.
3. Несовершенство фокусирующего канала в данной серии экспериментов.

Численным анализом сигналов СВЧ-мощности, поступающей в оконечные нагрузки ускоряющих секций (рис.7), можно учесть потери пучка во второй (пассивной) секции и оценить величину заряда пучка, проходящего через первую и вторую

секции. В результате такого анализа сопоставлением расчетов с результатами экспериментов показано, что при оптимальной настройке группирователя выходной мощности клистрона 50 МВт средний (в импульсе) ток пучка, ускоренного в первой секции, достигает 1,35 А, максимальная энергия частиц в сгустке достигает 100 МэВ при ширине спектра 30 МэВ или 90 МэВ при ширине спектра 10 МэВ.

### 3.3. Основные результаты испытаний

Сравнение обобщенных результатов испытаний с проектными параметрами в пересчете на одну (первую) ускоряющую секцию представлено в табл.3.

**Таблица 3. Сравнение обобщенных результатов испытаний с проектными параметрами**

	ЛУЭ-200 (проект)	Эксперимент
Выходная мощность клистрона, $P_{kl}$ [МВт]	63	50
Частота повторения импульсов, $F$ [Гц]	150	5
Импульсный ток пучка ускоренных частиц, $I_0$ [А]	1,5	1,35
Длительность импульса тока, $\tau_b$ [нс]	250	240
Средняя энергия пучка, $E_b$ [МэВ]	105	100
Энергосодержание пучка в одном цикле, $W_b$ [Дж]	40	30

Из таблицы 1 видно, что в серии экспериментов, проведенных в 2000 г., не были достигнуты проектные параметры ускорителя ЛУЭ-200. Полученные в экспериментах энергия и средний за импульс ток пучка ускоренных частиц меньше проектных, что, в основном, и определяет недобор по энергосодержанию пучка (~ 75% от проектного).

## 4. Текущее состояние работ по проекту ИРЕН

Состояние и перспективы работ по техническому проекту ЛУЭ-200 и комплектованию основных функциональных систем ускорителя и мишени представлены Таблицей 4.

Проект ИРЕН оптимизирован по стоимости сооружения и эксплуатации с реальными возможностями ОИЯИ. Существующие здания установки ЛУЭ-40 + ПБР-30, экспериментального зала и пучковая инфраструктура с измерительными павильонами будут использованы при создании и в работе на эксперимент нового источника. Достижение проектных параметров сделает ОИЯИ обладателем современного нейтронного источника для ядерной физики, уступающего из существующих только лучшему в мире источнику LANSCE в Лос-Аламосе.

График работ по проектированию, монтажу и наладке ускорителя предусматривает пуск первой очереди ускорителя в составе источника электронов и первой ускоряющей секции в конце 2003 года и вывод установки на полную мощность в 2004 году.

Таблица 4. Состояние и перспективы работ по техническому проекту ЛУЭ-200

<b>Ускоритель ЛУЭ-200</b>	
Утверждаемая часть рабочего проекта (ГСН)	1 кв. 2002 г.
Рабочий проект в полном объеме	конец 2002 г.
Источник электронов	в производстве
Группирователь	изготовлен, испытан прототип
Ускоряющие секции (1 + 2)	изготовлены, испытан прототип
SLED-1, SLED-2	изготовлены, испытан прототип
Клистрон 5045 SLAC для 1-й секции	получен
Клистрон 5045 SLAC для 2-й секции	планируется в 2002-2003 гг.
Модулятор - M 350 для 1-й секции	испытан
Модулятор - M 350 для 2-й секции	дорабатывается
Модуляторы Puls-Plasmatechnik вместо M350	планируются в 2003 г.
Фокусирующий соленоид (1-я ускоряющая секция)	в производстве
Квадруполь Q1-Q9 (2-я ускоряющая секция, канал транспортировки)	в производстве
Система термостабилизации	испытан прототип
Система контроля и управления	в разработке
<b>Мишень размножающая подкритическая МРП</b>	
Утверждаемая часть рабочего проекта	конец 2001 г.
Рабочий проект в полном объеме	2002 г.
ТВЭЛы	изготовлены
Активная зона МРП	производство в 2002-2003 гг.
<b>Монтаж и наладка установки</b>	
Демонтаж ЛУЭ-40	конец 2001 г.
Демонтаж активной зоны ИБР-30	конец 2002 г.
Подготовка инфраструктуры здания установки	2002 г.
Монтаж ЛУЭ-200	2002-2003 г.
Монтаж МРП	2003 г.
Пуск первой очереди ЛУЭ-200	конец 2003 г.

## Литература

1. А.Н. Скринский, П.С. Диканский, А.В. Новохатский и др. Линейный ускоритель электронов для интенсивного источника резонансных нейтронов (ИРЕН). Отчет о научно-исследовательской работе. ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 1993.
2. A. Novokhatsky et al. Linear Accelerator for Intense Resonance Neutron Source (IREN). - In Proceedings of the 2nd Workshop on JINR Tau-Charm Factory, p.197. D1. 9. 13-93-459. Dubna. JINR. 1994.
3. В.М. Павлов. Система умножения мощности SLED. - ИЯФ 97-94, Новосибирск 1997 г.

4. Г.М. Куперман и др. Импульсный модулятор М-350 для клистрона 5045 SLAC. Отчет о научно-исследовательской работе. РИМР, С-Петербург, 1995.
5. А.В. Андросов, В.К. Антропов, А.М. Долгов и др. – ОИЯИ. Р9-96-515, Дубна, 1996.
6. В.Д. Ананьев, В.Л. Аксенов, А.А. Беляков и др. Опыт эксплуатации исследовательского реактора-бустера ИБР-30 и проект его модернизации – создание нового импульсного источника нейтронов ИРЕН. – Труды XII ежегодной конференции Ядерного общества России, НИИАР, Димитровград, 25-29 июня 2001 г. (в печати).
7. М.С. Авплов, А.В. Александров, О.Ю. Баженов и др. Форинжектор для электрон-позитронных фабрик. – Труды XIV совещания по ускорителям заряженных частиц, ИФВЭ, 25-27 октября 1994 г. Том 3, стр.23-28. Протвино, 1995 г.
8. П.В. Логачев, В.М. Павлов, А.Р. Фролов, С.М. Гуров, А.П. Сумбаев, В.А. Швец, В.В. Кобец, А.С. Каюков. Испытания опытного образца ускоряющей секции для ускорителя ЛУЭ-200 установки ИРЕН. Научный отчет ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, 2001 г.

## ВОЗМОЖНОСТИ ЦИКЛОТРОНА ПО УПРАВЛЕНИЮ ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫМИ УСТАНОВКАМИ

*Ю.Г. Аленитский, А.С. Ворожцов, С.Б. Ворожцов, Л.М. Онищенко,  
В.В. Калиниченко, Н.Л. Заплатин, А.А. Глазов*  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассматриваются требования к мощности пучка ускоренных протонов для управления ядерными сборками. Показано, что циклотронный комплекс в настоящее время – наиболее реальный и дешевый ускоритель для получения пучков протонов мощностью до 10 МВт. Изложены предложения по созданию высокопоточных изохронных циклотронов для облучения генерируемыми нейтронами подкритических энергетических или другихборок. Для создания экспериментальной ядерной сборки с тепловой мощностью 50–100 МВт, управляемой ускорителем, уже в наше время предлагается создать циклотронную установку с энергией протонов  $E_p = 800$  МэВ и током пучка до 10 мА.

*Yu. G. Alenitsky et al.*

In this paper the requirements for the accelerated proton beam power for a nuclear assemblage control are considered. It has been shown at present the cyclotron complex is a more cheap system for production the proton beams with power up to 10 MW. The proposals on creation of the high current isochronous cyclotrons for irradiation of undercritical assemblages with generated neutrons have been stated. At present we suggest to create the cyclotron system with the proton energy  $E_p = 800$  MeV and the beam current up to 10 mA.

### 1. Введение

Несмотря на то, что использование ядерных технологий неизбежно приводит к появлению радиоактивного загрязнения среды, уже в настоящее время ядерный энергетический ресурс развитых стран составляет во Франции – 75%, в Бельгии – 60%, в Швеции – 46%, в Германии – 33%, в Японии – 26%, в США – 21%, в России – 14% [1] от общего энергопотребления.

Основой ядерной технологии является процесс деления трансурановых элементов, при котором выделение тепловой энергии составляет  $\sim 0,8$  МэВ/нукл., что соответствует изменению энергии связи нуклонов в ядре. Другими словами, тепло-выделение при делении составляет  $1,83 \times 10^7$  ккал/кг (тепловыделение при сжигании угля равно  $\sim 8 \times 10^3$  ккал/кг).



Эффективность ядерного топлива определяется типом ядерной реакции. Так, например, для термоядерной реакции синтеза (d,T) полное энерговыделение составляет 17,6 МэВ на пять нуклонов [2], участвующих в процессе, то есть 3,52 МэВ/нукл., что более чем в четыре раза превышает энерговыделение процесса деления. Однако так как 14,1 МэВ в реакции синтеза уносит нейтрон, то это энергетическое преимущество, по сравнению с реакцией деления, может быть реализовано только при использовании этих нейтронов в реакции деления.

Исследование возможности использования получаемых на ускорителях  $\mu$ -мезонов для реакции синтеза ( $\mu^-$ -d,T) показало, что энергетический баланс на современном этапе исследований малоэффективен [3].

Таким образом, ядерная энергетика в обозримом будущем будет базироваться на процессах деления трансурановых элементов. Центральные научные проблемы, которые необходимо решать в ядерной энергетике, это:

- безопасность ядерных реакторов при использовании цепной реакции;
- переработка или захоронение радиоактивных отходов (экологическая безопасность).

Первая проблема связана с разработкой новых типов реакторов с повышенной степенью безопасности или полным отказом от самоподдерживающейся цепной реакции (подкритические сборки, электроядерный метод).

Вторая решается путём ядерной переработки радиоактивных отходов с помощью нейтронных генераторов, которые базируются на ускорителях заряженных частиц или на ядерных реакторах.

## 2. Управляемые ускорителем ядерные сборки

Мощность ускоренного пучка протонов  $P_b$ , которая требуется для управления подкритической сборкой, определяется по известной формуле [4,5]:

$$P_b = W_p \cdot C_n / (E_f \cdot N_f), \quad (1)$$

где  $W_p$  — тепловая мощность реактора;  $C_n$  — энергия пучка для получения одного первичного нейтрона;  $N_f = \nu / (1 - K)$  — число делений, полученных на один первичный нейтрон в сборке,  $\nu = 2,2$ ;  $E_f = 200$  МэВ — тепловая энергия, выделившаяся на один акт деления. Во многих работах показано, что в обычной реакторной сборке, если считать, что  $W_p = 1$  ГВт, необходим внешний пучок протонов мощностью  $\sim 100$  МВт. В работе [6] рассматриваются схемы подкритическихборок, где также возможно использование пучка мощностью до 10 МВт. Рассмотрим некоторые сборки с точки зрения внешнего пучка протонов.

### 2.1. Электроядерный метод

Основой электроядерного метода получения энергии является процесс деления ядер в подкритических сборках ( $K < 1$ , где  $K$  — коэффициент размножения нейтронов) при наличии внешнего источника нейтронов. При делении одного ядра выделяется  $\sim 190$  МэВ ( $3,04 \times 10^{-11}$  Дж) энергии в качестве кинетической энергии осколков деления, которая превращается в тепловую на длине их пробега ( $\sim 100$  мк).

Для получения тепловой мощности 1 ГВт ( $10^9$  Дж/с) необходимо произвести  $10^9/3,04 \times 10^{-11} = 3,29 \times 10^{19}$  актов деления, что соответствует захвату в процесс деления не менее  $3,29 \times 10^{19}$  н/с.

На действующих протонных ускорителях на энергию до 1 ГэВ только на циклотроне PSI (Швейцария) в настоящее время получена средняя интенсивность протонов 2 мА ( $1,2 \times 10^{16}$  п/с), количество испарительных нейтронов, которые можно получить при таких интенсивностях, не превышает  $10^{18}$  н/с. Видно, что даже без учета поглощения нейтронов ядерными процессами, сопутствующими делению, для создания энергетической установки указанной мощности (1 ГВт) необходимо дополнительное усиление внешнего источника нейтронов в десятки раз.

Таким дополнительным усилителем нейтронного потока может служить подкритическая сборка. Если известен коэффициент размножения нейтронов в такой сборке ( $K < 1$ ), то известно, что нейтронная плотность за счет подкритичности увеличивается на множитель  $[1/(1 - K)]$ . Эффект увеличения плотности нейтронов позволяет рассматривать возможность разработки электорядерных генераторов тепловой мощности 1 ГВт при интенсивности протонных пучков ускорителя в интервале 1–10 мА с энергией 0,8–1,0 ГэВ. В работах [7,8] изучается возможность создания подкритической сборки на основе  $^{238}\text{U}$ . Показано, что при наличии в сборке 10%  $^{235}\text{U}$  коэффициент размножения нейтронов будет достаточен для эффективного использования схемы энергетического усилителя.

## 2.2. Каскадная жидкосолевая сборка (КЖСС)

В работах [9,10] предлагается использовать жидкосолевую каскадную сборку для производства энергии и пережигания долгоживущих продуктов деления, полученных при работе реакторов. Основное отличие каскадной жидкосолевой сборки от обычной сборки в смысле разработки ускорителя заключается в том, что  $N_f = 1/(\kappa_1 \cdot \kappa_2)$  (см. формулу 1), где  $\kappa_1 = 1 - K_1$  и  $\kappa_2 = 1 - K_2$ , а  $K_1$  и  $K_2$  – коэффициенты размножения нейтронов отдельных каскадов жидкосолевой сборки. При этом условии число делений  $N_f$  для КЖСС больше, чем для других систем в 20–30 раз. Это означает уменьшение во столько же раз интенсивности внешнего источника. В работе [11] показано, что при мощности внешнего источника  $\sim 2$  МВт можно получить тепловую мощность установки КЖСС до 1 ГВт.

## 3. Проекты сильноточных циклотронов

### 3.1. Предложение из Италии – циклотрон для ускорения $\text{H}_2^+$

В работе [12] предполагается ускорять частицы  $\text{H}_2^+$  до энергии 1 ГэВ/нуклон, кольцо состоит из 12 сверхпроводящих секторных магнитов с S-образной обмоткой. Энергия связи электронов в ионе  $\text{H}_2^+$  в 20 раз больше, чем в  $\text{H}^-$ -ионе, что позволяет ускорять этот ион в полях до 4 Тл. Рассчитана магнитная система по трёхмерной программе. Основные параметры секторного циклотрона и магнитной системы показаны в табл.1, а схема магнита конечного циклотрона – на рис. 1. Многооборотный вывод с помощью диссоциации частиц  $\text{H}_2^+$  на тонкой мишени даёт

Таблица 1. Основные параметры секторного циклотрона и магнитной системы для ускорения  $H_2^+$

Максимальная энергия, ГэВ/п	1	Энергия инжекции, МэВ/п	150
Радиус вывода, м	6,05	Радиус инжекции, м	3,48
Количество секторов	12	Количество резонаторов	11
Частота ВЧ-системы, МГц	41,4	Гармоника	6
Макс. напряжение на резонаторе, кВ	700	Набор энергии на пуклон за оборот, МэВ	7,7
Среднее поле на радиусе ввода, Тл	1,86	Максимальное поле, Тл	4,3
Ширина сектора, град	14-16	Угол спиральности, град	56

возможность 100% вывода пучка ускоренных протонов и не требует разделения орбит ускоренного пучка в зоне вывода.

### 3.2. Сверхпроводящий 5-апертурный магнит – предложение США

В работе [13] предлагается для управления ториевой сборкой с мощностью 1 ГВт, где требуется протонный пучок мощностью 10 МВт, в зазоре восьмисекторной магнитной системы создать пять параллельных плоскостей для ускорения в каждой плоскости по одному пучку с интенсивностью 2 МА каждый. Каждая плоскость для ускорения аналогична циклотрону PSI. В работе проведен расчет такой магнитной системы по программе Орега 3D и показано, что можно создать в каждом зазоре изохронное магнитное поле. Общий вид конструкции показан на рис.2. Похожее предложение докладывалось Н.А.Шелаевым несколько лет назад в работе [14].

### 3.3. Проект отдела новых ускорителей ОЯЯИ. Дубна

В отделе новых ускорителей в Дубне предлагается приступить к проектированию [15] циклотронного сильноточного комплекса на энергию 800 МэВ и интенсивностью до 10 МА. Основные параметры сильноточного циклотронного комплекса показаны в табл.2, а схема на рис.3. Если учесть результаты экспериментальных работ и расчетов в PSI, которые описаны ниже, то возможно будет увеличить число резонаторов (строка 9 табл.2) до 8 шт. При этом возрастёт набор энергии и допустимый максимальный ток частиц. На рис.4 [16] показан расчет фазового портрета пучка циклотрона инжектора на энергию 15 МэВ. Видно, что после 7 оборотов пучок представляет собой шар, который сохраняет свою форму при дальнейшем ускорении. Анализ влияния величины пространственного заряда в банче на динамику движения пучка для циклотрона инжектора на энергию 5 МэВ также был проведен в работе [17]. Показано, что шаровая форма банча сохраняется при токе в пучке до  $I_p \sim 100$  МА, причём при  $I_p \sim 50$  МА влияние пространственного заряда оптимальное.

Таблица 2. Основные параметры сильноточного циклотронного комплекса

N		ЦИ-15	Ц-60	Ц-800
1	Энергия инжекции-вывода, МэВ	0,5-15	15-60	60-800
2	Радиус инжекции-вывода, м	0,2-1,36	1,36-2,62	2,62-6,5
3	Зазор магнита, см	3	5,0	9,0
4	Число секторов	4	4	10
5	Угол сектора вх./вых., град	30/36	32/36	11/14
6	Угол спиральности вх./вых., град	0	0	-20/+50
7	Частота ВЧ-системы, МГц	49,5	49,5	49,5
8	Гармоника ускорения	8	8	8
9	Число основных резонаторов	4	2	6
10	Напряжение на резонаторе (инж./вывод), кВ	100-150	125-250	750
11	Мощность ВЧ-потерь в резонаторе, МВт	0,04	0,03	1,0
12	Число доп. (flat-top) резонаторов	-	2	2
13	Гармоника	-	18	18
14	Набор энергии за оборот (инж./вывод), МэВ	0,8-1,4	0,5-1,0	4,5
15	Мощность пучка, МВт	0,15	0,6	8
16	Мощность питания магнита, МВт	0,14	0,45	2,0

### 3.4. Экспериментальные и расчетные достижения PSI

В работах [18,19], выполненных на циклотроне PSI, показано, что при определенных начальных условиях для пучка протонов со средней интенсивностью 2 мА для каждого банча под влиянием сил магнитной фокусировки и объемного электрического заряда возникает самофокусирующийся шаровой сгусток. В экспериментах на циклотроне PSI сформированный шаровой сгусток ускоряется в инжекторе PS-2 до энергии 72 МэВ, при этом нет необходимости включать flat-top резонаторы. Более того, когда резонаторы третьей гармоники (flat-top) включали согласованно по фазе с основными ускоряющими резонаторами, то наблюдалось увеличение набора энергии пучка за оборот, при этом фазовая протяженность банча на выводе составляла 2° ВЧ.

## 4. Заключение

В настоящее время комплекс циклотронов PSI в Швейцарии является единственным ускорителем в мире, где получен пучок протонов со средней мощностью 2 МВт. Обнаруженный и исследованный там же эффект самофокусировки пучка с током 2 мА и более доказывает, что на циклотроне возможно получить ускоренный пучок протонов до 10 МВт. Из анализа литературных данных видно, что пучок с такой мощностью можно использовать для создания ядерно-энергетических установок мощностью сотни мегаватт. В работе [12], а также в других работах конферен-

ции по циклотронам утверждается, что циклотроны являются наиболее надёжными и экономически выгодными ускорителями для экспериментальной энергетической установки по управлению ядерной сборкой. Создание такого производства даст толчок к развитию сильноточных ускорителей.

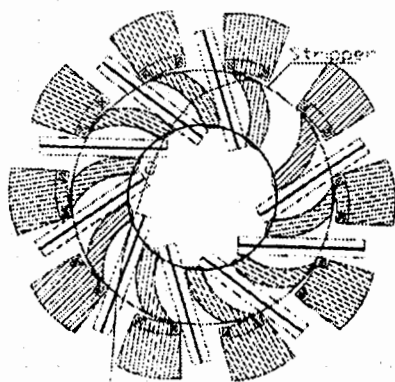


Рис. 1. Схема магнита конечного циклотрона, предложение из Италии.

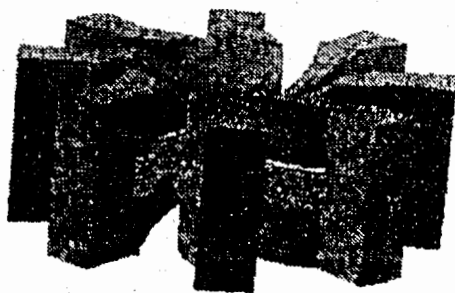


Рис. 2. Сверхпроводящий 5-апертурный магнит – предложение США

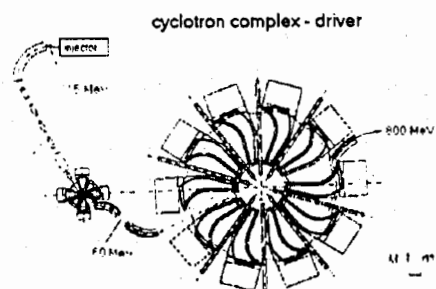


Рис. 3. Схема сильноточного циклотронного комплекса – предложение ОИЯИ

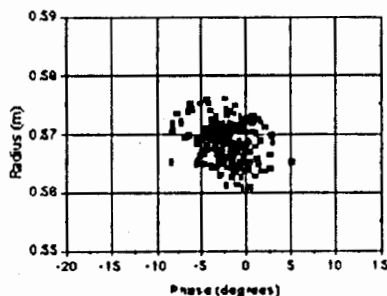


Рис. 4. Портрет пучка после 7 оборотов.  $I = 10$  мА, фазовая ширина сгустка при инжекции 10 град ВЧ

## Литература

1. Субботин В.П. Ускорители могут сделать ядерную энергетику более безопасной. Сообщение ОИЯИ Р1-99-97, Дубна, 1999.
2. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. М: Наука, 1961, с.6.
3. Петров Ю.В. – Материалы XIV зимней школы, Ленинград, Изд-во НИИЭФА, 1979, с.139.

4. Алексеев П.Н. и др. Каскадный подкритический реактор повышенной безопасности. АЭ, том 79, вып.3, 1995, с.327-337.
5. Михайлов В.Н. Мощные пучки нейтронов с использованием ускорителей. – Краткие сообщения ОИЯИ, 1996, N 6[80]-96, с.17-22.
6. Киселёв Г.В. Возможности усовершенствования характеристик электроядерных установок. АЭ, 2001, т.91, вып.1. с.54-63.
7. Дмитриевский В.П., Сергеева Н.В. Уран-238 как источник получения энергии электроядерным методом. – Краткие сообщения ОИЯИ, 1999, N 5,6[97]-99. с.85-91.
8. Дмитриевский В.П., Сергеева Н.В. Подкритичность мишени из обогащённого урана изотопом 235. – Сообщение ОИЯИ Р9-98-73, Дубна, 1998.
9. Alekseev P.N. et al., Molten-Salt Technology in Nuclear Power. – Proceedings of the Eight International Conference on Emerging Nuclear Energy System, ICENES-96. Obninsk, June 1996, p.167-174.
10. Ignatiev V. et al. Molten-salt reactor technology for long-range and wide-scale nuclear energy system. – Proceedings of the Second International Conference on ADTT and Application, June 1996, Kalmar, Sweden, ISBN 91-506-1220-4. Stockholm, 1997, p.193.
11. Alenitsky Yu.G. Isochronous cyclotron for thermonuclear reactors driving. – JINR. E9-98-204, Dubna, 1998.
12. L.Calabretta et al. A superconducting ring cyclotron to deliver high intensity proton beams. – Catania, Italy, Proceedings of EPAC 2000, Vienna, Austria.
13. G.Kim et al. A superconducting isochronous cyclotron stack as a driver for a thorium-cycle power reactor. – Texas A&M University, USA, Proceedings of Cyclo 2001, East Lansing, USA.
14. П.А.Шелаев – Краткие сообщения ОИЯИ, 1993, N 5[62]-93, с.16.
15. Ю.Г.Аленицкий, С.Б.Ворожцов и др. Сильноточный циклотронный комплекс для электроядерного метода получения энергии (предложение для проектирования). – Материалы 17 всероссийского совещания по ускорителям, окт. 2000 г. Протвино. ИФВЭ. 2001 г.
16. Ворожцов С.Б. и др. Эффекты пространственного заряда в циклотронах. Там же (в печати).
17. Ворожцов С.Б. и др. – Сообщение ОИЯИ Р9-2001-195, Дубна, 2001.
18. Th.Stambach, S.Adam et al. The PSI 2mA beam and future application. – Villigen, PSI, Switzerland, Proceedings of Cyclo 2001, East Lansing, USA.
19. PSI annual report 2000, Vol 6.

# РАЗРАБОТКА МАЛОГАБАРИТНОГО ГЕНЕРАТОРА НЕЙТРОНОВ НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ С ПОТОКОМ ДО $10^8$ н/с

*С.Л. Богомолов, И.Н. Иванов, И.В. Калагин, Г.И. Коннов,  
В.В. Косухин, В.Ф. Минашкин, А.И. Сидоров, В.В. Селезнев  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна*

В докладе излагаются результаты первого этапа разработки малогабаритного генератора нейтронов непрерывного действия. Генератор разработан на основе малогабаритного ускорителя дейтронов. Ускоритель производит ионы дейтерия и ускоряет их с энергией  $\sim 110$  кэВ на мишень, которая содержит тритий. В результате D-T-реакции образуются нейтроны с энергией  $\sim 14$  МэВ. В докладе излагается идеология, расчеты, конструкция генератора. Приведены результаты экспериментального исследования характеристик генератора. Также излагаются проблемы, которые возникают при создании генераторов нейтронов неотпаянного типа, в частности проблема, связанная с временем жизни тритиевой мишени.

## Development of a Continuously Working Small-Size Neutron Generator with Output of about $10^8$ n/s

*S.L. Bogomolov et al.*

In this paper the results of the first stage of a small-size neutron generator development are presented. The generator is based on a small-size accelerator of ions. The accelerator generates ions of deuterium (D) and accelerates them with about 110 kV into a target that contains tritium (T). As a result of (D-T) reaction are neutrons having an energy of 14 MeV. We describe the overall design concept of the generator and give key parameters for it. Finally some problems of neutron generator creation, in particular, a target life time are discussed.

### 1. Введение

Нейтронные пучки находят широкое применение в различных областях науки и техники, например, в ядерной физике – каротаж нефтегазовых скважин, урановых скважин; определение компонентов металлов и сплавов, контроль золотосодержащих материалов; обнаружение взрывчатых веществ, делящихся материалов; мониторинг окружающей среды и т.д. Основными источниками нейтронных пучков для этих применений являются малогабаритные нейтронные генераторы. Основа такого генератора – миниатюрный ускоритель. Ускоритель производит ионы дей-

терия (D) и ускоряет их на мишень, которая содержит тритий (T). В результате ядерной реакции образуются моноэнергетичные нейтроны с энергией  $\sim 14$  МэВ. В данной работе описывается малогабаритный генератор нейтронов непрерывного действия откачного типа с потоком нейтронов до  $\sim 10$  н/с.

Генератор нейтронов состоит из ускорительной трубки, источника ионов, мишенного узла, вакуумной системы, высоковольтной системы питания и системы управления.

## 2. Ускорительная трубка

Для ускорения ионов дейтерия разработан малогабаритный ускоритель прямого действия. В ускорительной трубке ионы приобретают энергию, которая пропорциональна разности потенциалов на электродах, их заряду и не зависит от массы ионов. Конструкция ускорительной трубки показана на рис.1. Ускорительная трубка состоит из высоковольтного изолятора, выполненного в виде полого цилиндра с толщиной стенки  $\Delta = 8$  мм и длиной  $L = 170$  мм; четырех электродов: экстрагирующего, фокусирующего и двух ускоряющих электродов. Изолятор сделан из высоковольтной керамики марки ХС-21. Рассчитанная геометрия электродов (расчет выполнен с помощью специальной программы), обеспечивающих ускорение и фокусировку ионов дейтерия на мишени, создает градиент электрического поля внутри ускорительной трубки, не превышающий 80 кВ/см при полном напряжении на трубке 110 кВ. Это обеспечило беспробойный режим работы ускорительной трубки при рабочем давлении в ней  $\sim 10^{-5}$ - $10^{-6}$  торр. Электроды ускорительной трубки сделаны из нержавеющей стали, которая обладает большой стойкостью к разрушениям поверхности, что обеспечивает большую продолжительность жизни ускорительной трубки. Геометрия ускоряющих электродов рассчитана так, что их боковые поверхности перекрывают друг друга. Препяждая доступ рассеянных заряженных и нейтральных частиц к изолятору ускорительной трубки, электроды защищают его от поверхностных разрядов и прожигания.

Кроме того, на внутреннюю поверхность ускорительной трубки нанесена резистивная пленка (сопротивление  $\sim 2$  ГОм), которая выравнивает потенциал вдоль изолятора даже в том случае, если заряженные частицы каким-либо образом попадут на его внутреннюю поверхность. Для того чтобы исключить пробой по внешней поверхности изолятора ускорительной трубки, на границу изолятора с металлом (с обеих сторон изолятора) нанесен слой компаунда шириной 45 мм и толщиной 10 мм. Питание электродов осуществляется через вводы проходных изоляторов, впаянных в верхний фланец ускорительной трубки. Разность потенциалов между электродами в ускорительной трубке может изменяться в широких пределах за счет того, что в созданной системе питания каждый электрод имеет свой источник питания. Преимущество такой системы питания состоит в том, что она может поддерживать выбранный уровень напряжения соответствующего электрода сколь угодно долго в процессе ускорения пучка дейтронов независимо от процессов, происходящих на электродах и в самой ускоряющей трубке (например, эмиссия электронов с поверхностей электродов и тд.), гарантируя постоянные параметры пучка дейтронов на мишени.



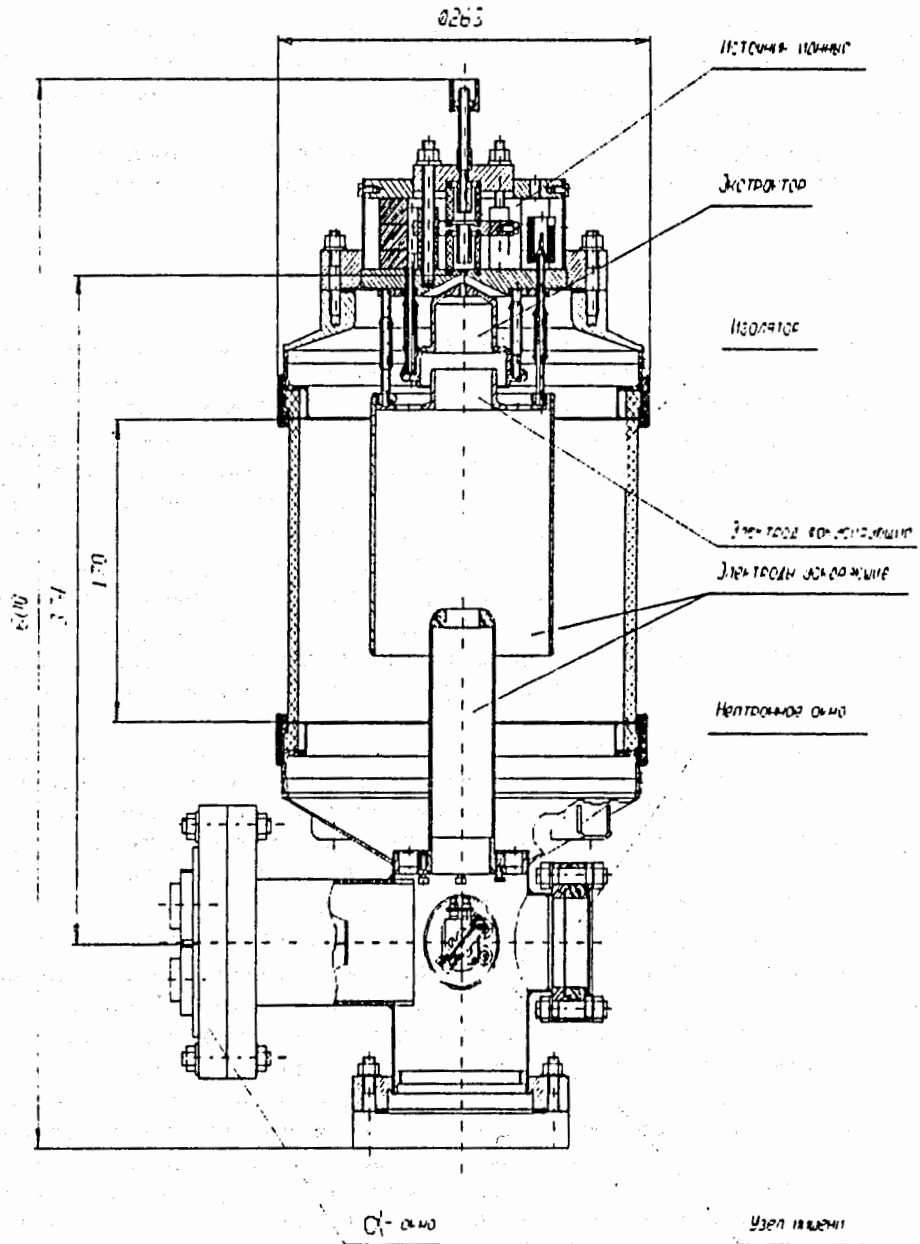


Рис. 1. Конструкция генератора нейтронов

### 3. Источник ионов

Конструкция источника ионов генератора нейтронов представлена на рис.2. Источник состоит из постоянного магнита ( $\text{Sm} + \text{Co}$ ), разрядного канала (анод), двух катодов и двух изоляторов. Для создания ограниченного разряда анод разрядной камеры сделан из молибдена в виде цилиндрической полости диаметром  $d = 8$  мм. Полюса магнитов служат основанием катодов. Один катод, выполненный в форме цилиндра, сделан из магнитной стали. В торец катода, расположенный непосредственно в разрядной камере, для увеличения эмиссии катода вмонтирована специальная вставка из гексаборида лантана ( $\text{LaB}_6$ ). Второй катод, расположенный на противоположной стороне разрядной камеры, имеет молибденовую цилиндрическую вставку с центральным отверстием длиной  $l = 0,5$  мм и диаметром  $d = 1$  мм. Через это отверстие ионы диффундируют из источника в область экстрактора при наличии вытягивающего напряжения. В результате площадь поверхности плазмы, с которой отбираются ионы, больше поверхности эмиссионного отверстия. Изоляторы сделаны из высоковольтной керамики. Натекание дейтерия в газоразрядную камеру источника ионов осуществляется через газовый штуцер (рис.2) и регулируется с помощью пьезонатекателя. Питание газового разряда осуществляется от источника питания со стабилизацией по напряжению. Источник питания позволяет поддерживать ток разряда  $\sim 3$  мА при изменении напряжения источника в диапазоне (0-3000) В.

### 4. Система питания и управления

Система питания ускорителя состоит из 5 отдельных источников питания: высоковольтный источник ускоряющего напряжения, источники питания фокусирующего электрода, экстрактора, газового разряда, пьезовентиля, а также разделительного трансформатора и высоковольтного делителя напряжения.

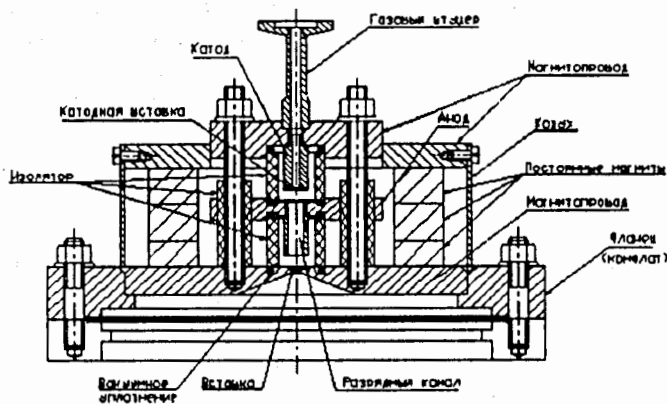


Рис. 2. Общий вид источника ионов

Структурно система питания построена таким образом, что в рабочем режиме последние четыре из перечисленных выше источников питания находятся под потенциалом источника питания ускоряющего напряжения (110 кВ). В рабочем режиме эти источники запитываются от сети через разделительный трансформатор. Разделительный трансформатор выполнен на ферритовом сердечнике сечением  $15 \times 20 \text{ мм}^2$  и размером  $130 \times 110 \times 20 \text{ мм}^3$ . Источник ускоряющего напряжения представляет собой высоковольтный источник с выходным регулируемым напряжением от 0 до 110 кВ, стабильностью 1 %, пульсациями 0.2 % и с возможностью удаленного программируемого управления выходным напряжением с помощью компьютера. Он включает конвертор, повышающий трансформатор, умножитель напряжения и высоковольтный делитель напряжения.

Цепь конвертора состоит из линейного полумостового преобразователя, работающего при частоте  $\sim 18 \text{ кГц}$ . В качестве задающего элемента в нем используется многофункциональная микросхема (SG3256), на входы которой подаются: сигнал установки выходного напряжения 0–5 В, сигнал обратной связи с высоковольтного делителя напряжения, сигнал ограничения по току нагрузки. Использование высокой частоты позволяет достигать на выходе источника питания высокого напряжения 110 кВ при незначительной накопленной в нем энергии, гарантируя безопасность для чувствительной аппаратуры и обслуживающего персонала. Контроль и регулирование выходного напряжения высоковольтного источника питания осуществляется широтно-импульсной модуляцией возбуждающего сигнала силового конвертора. Все цепи контроля заземлены и изолированы от силового конвертера и высоковольтных цепей через разделительные трансформаторы. Умножитель напряжения построен на основе однофазной двухполупериодной схемы и содержит 12 каскадов. Контроль выходного напряжения и тока высоковольтного источника питания осуществляется автоматически с выводом информации на дисплей компьютера.

Система управления состоит из двух основных частей. Одна находится под напряжением более 100 кВ, другая под потенциалом "земли". Связь между ними осуществляется с помощью инфракрасного канала. При этом используется стандарт RS232C. Программное обеспечение в режиме диалога позволяет оператору устанавливать необходимые значения токов и напряжений в системе, их контроль и измерение значений токов с цилиндра Фарадея и диафрагмы. Все эти параметры выводятся на экран монитора.

## 5. Мишень

Мишень представляет собой медный шестигранник толщиной 2 мм, на одной из сторон которого сделана концентрическая выемка диаметром  $d = 23 \text{ мм}$  и глубиной 0.5 мм. На поверхность этой выемки напылен слой пористого титана толщиной 2 мкм, в который специальным образом внедрен тритий. Мишень электрически изолирована от "земли" и расположена под углом 45 градусов по отношению к оси пучка. Вакуум в генераторе нейтронов в рабочем режиме обеспечивается на уровне  $10^{-5}$ – $10^{-6}$  мм.рт.ст. магнитоэлектрическим насосом.

## 6. Экспериментальные результаты

Созданная ускорительная трубка обеспечивает необходимые параметры пучка, близкие к расчетным. Экспериментально измеренный минимальный размер пучка на мишени составляет  $\sim 1$  мм и может плавно изменяться за счет изменения потенциала фокусирующего электрода (размер пучка измерялся по его отпечатку на мишени). За время эксплуатации ускорителя не было ни внутренних, ни внешних (по поверхности изолятора ускорительной трубки) пробоев в рабочем режиме при номинальных напряжениях на его электродах. Как показал опыт эксплуатации генератора нейтронов, принципы построения системы питания, экспериментальное воплощение ее конструкции наиболее удачно соответствует конструкции ускорителя с точки зрения его надежной и долговременной работы.

Основные проблемы были связаны с тритиевой мишенью. Как показали обследования мишени после первых экспериментов по облучению ее пучком ионов дейтерия, на поверхности мишени появилось пятно в виде эллипса. Пятно имеет две области, четко отличающиеся по цвету: в центре круг размером  $\sim 0,5$  мм имеет характерный для меди цвет, оставшаяся площадь пятна окрашена в черный цвет. Облучение мишени продолжалось примерно 4–5 часов в режиме:  $U_{уск.} = 90$  кВ;  $U_{ф.ок.} = -5$  кВ;  $U_{экст.} = 1,2$  кВ;  $I_n = 40$  мкА. Кроме того, обследование шторки (прикрывала мишень на время настройки ускорителя и, соответственно, подвергалась воздействию пучка, после настройки ускорителя шторку убрали, и пучок сбрасывался на мишень) показало, что на ее поверхности по ходу пучка появился кратер в диаметре  $\sim 0,5$  мм; однако область, окрашенная в черный цвет вокруг кратера, отсутствует. Это означает, что темная область пятна на мишени является скорее результатом процесса распыления мишени, чем процессом ее запыления, например, углеродом, который может присутствовать в пучке, как и другие элементы (азот, кислород и др.) в небольшом количестве, как примесь. Измерение размера пятна на мишени по горизонтали дает истинное значение размера пучка, равное 1,5 мм. Теоретическое значение размера пятна на мишени при условиях ( $U_{уск.} = 90$  кВ;  $U_{ф.ок.} = -5$  кВ;  $U_{экст.} = 1,2$  кВ;  $I_n = 40$  мкА – без отсечки вторичных электронов), в которых проводился эксперимент, в два раза больше. Возможное объяснение этому факту состоит в том, что дофокусировка пучка осуществляется электронами, которые выбиваются с поверхности мишени ионами. Электроны могут создавать канал, в котором ионы оказываются скомпенсированными по заряду и более сфокусированными. Как показали измерения, коэффициент тока электронной эмиссии при взаимодействии пучка с мишенью лежит в диапазоне от 2 до 4 и зависит от уровня вакуума и состояния поверхности мишени. Все последующие эксперименты с пучком проводились в режиме отсечки вторичных электронов, что позволило сократить подгрузку ускорителя по току и практически устранить неуправляемую фокусировку пучка. Для того, чтобы подавить вторичные электроны, мишень подсоединяется на "землю" через большое сопротивление (66 МОм), и за счет собственного тока пучка, падающего на мишень, создается положительный потенциал мишени, препятствующий эмиссии вторичных электронов. Обычно рабочий диапазон токов пучка лежал в пределах 10–20 мкА, соответственно потенциал мишени – 660–1300 В, что вполне достаточно для подавления вторичных электронов, как показали исследования. В

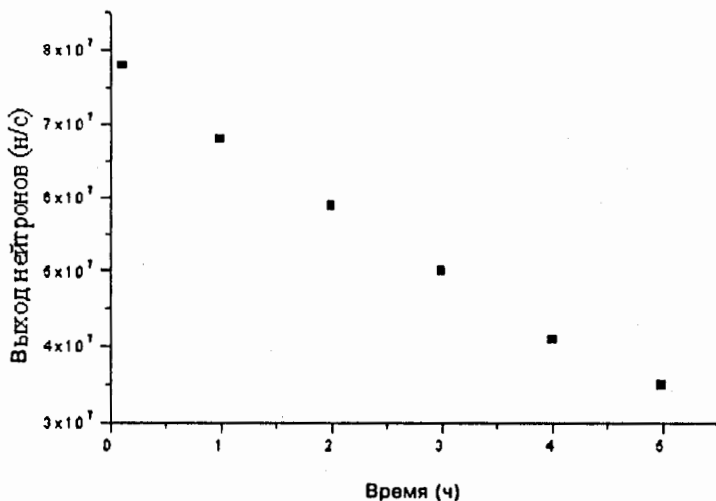


Рис. 3. Зависимость времени жизни мишени при бомбардировке ее пучком с током 10 мкА и энергией  $\sim 100$  кэВ

центральной части пятна на мишени видна медная подложка, с поверхности которой титан под действием пучка распылен. Подобную структуру пятна на мишени мы наблюдали и в последующих экспериментах по генерации нейтронов (обычно обследование мишени осуществлялось при ее замене): изменялись лишь площади распыленной (центральной) и черной частей пятна, которые определялись величиной ускоряющего напряжения и потенциалом фокусирующего электрода. Среднее время жизни мишени в наших экспериментах составляло  $\sim 20$  часов. В большинстве экспериментов мы поддерживали поток нейтронов на уровне  $10^7$  н/с. Поскольку выход нейтронов постепенно падал, приходилось увеличивать ток пучка. Когда ток пучка доходил до 20 мкА, а выход нейтронов падал ниже чем  $7 \times 10^7$  н/с, мишень заменялась.

Как известно, при взаимодействии пучка с мишенью одновременно с генерацией нейтронов происходит распыление мишени. Средний диаметр пучка на мишени в наших экспериментах составлял  $d \cong 3$  мм, соответственно, как показали расчеты, время жизни мишени должно быть не менее 3500 часов (при 1 мкА, 100% —  $D^+$ ). Было установлено, что пучок, извлекаемый из ионного источника, только на  $\sim 9\%$  состоит из атомарных ионов дейтерия, остальная часть пучка — молекулярные ионы дейтерия. Кроме того, пучок содержит  $\sim 1-2\%$  примесей (азот, кислород, углерод). При бомбардировке мишени ионами молекулярного дейтерия коэффициент распыления оказывается таким же, как если бы ионы, входящие в состав иона молекулярного дейтерия, приходили на мишень раздельно со скоростью, равной скорости иона молекулярного дейтерия и распыляли материал мишени независимо друг от друга [1]. Поскольку энергия иона, образованного из иона молекулярного дейтерия, равна  $\sim 50$  кэВ, то сечение взаимодействия его с тритием на мишени в пять раз меньше, а его коэффициент распыления титана почти в два раза больше ( $S = 0.01$  атом/ион).

чем для атомарного иона дейтерия [2]. Средний ток пучка, сбрасываемого на мишень, в наших экспериментах составлял  $\sim 15$  мкА. При таком токе, как показали расчеты, количество атомов титана, распыляемых молекулярными ионами дейтерия за секунду, составляет  $\sim 1,9 \times 10^{12}$  атом/с. Существенное влияние на процесс распыления мишени оказывают примеси. Поставляемые в основном источником ионов и ускоренные до полной энергии, они не участвуют в процессе образования нейтронов. Коэффициент распыления ионов примесей может достигать довольно высоких значений  $\sim 2$  атом/ион [3,4]. Из расчетов следует, что количество атомов титана, распыляемых ионами примесей, составляет  $\sim 2,5 \times 10^{12}$  атом/с (ток примесей  $\sim 0,2$  мкА). Количество атомов титана, распыляемых ионами молекулярного дейтерия и ионами примесей, приблизительно равно  $n_{Ni}^{\Sigma} \sim 4,4 \times 10^{12}$  атом/с. Время жизни мишени при такой скорости распыления будет соответствовать величине:

$$T = \frac{N_{Ti}}{n_{Ti}^{\Sigma}} = 4,9 \times 10^{17} / 4,4 \times 10^{12} \cong 1,1 \times 10^5 \text{ с} \cong 31 \text{ ч.}$$

где  $N_{Ti}$  - количество атомов титана в мишени с  $d = 3$  мм. По порядку величины вычисленное значение совпадает с экспериментально наблюдаемой величиной времени жизни. Влияние процесса испарения мишени за счет локальных перегревов не исследовалось, и у нас нет достоверных данных о его влиянии на время жизни мишени. Если бы процесс испарения мишени преобладал, то скорость испарения по массе для титана при давлении паров  $P = 10^{-2}$  мм рт.ст. составляла бы  $\sim 0,91 \times 10^{-6}$  г/мм<sup>2</sup>·с [4]. При такой величине скорости пятно на мишени диаметром  $d = 3$  мм ( $\sim 39 \times 10^{-6}$  г) испарилось бы за  $\sim 50$  с, что несомненно меньше, чем экспериментально наблюдаемое время жизни мишени. Несмотря на приближенный характер вычислений, качественная картина вполне достоверная: время жизни мишени в основном определяется процессами распыления ее ионами молекулярного дейтерия и ионами примесей, причем последние наиболее эффективно сокращают время жизни мишени. На рис.3 представлена зависимость времени жизни мишени при бомбардировке ее пучком с током 10 мкА и энергией  $\sim 100$  кэВ. Дальнейшие работы по усовершенствованию генератора будут направлены на увеличение времени жизни мишени. С этой целью мы будем использовать сепаратор между ионным источником и ускорителем для того, чтобы выделить ионы атомарного дейтерия и только их сбрасывать на мишень. Кроме того, повысим энергию ионов до  $\sim 140 - 150$  кэВ для того, чтобы в  $\sim 1,5$  раза уменьшить коэффициент распыления, в системе напуска дейтерия будем использовать палладиевый фильтр.

## Литература

1. Л. Майссел, Р. Глэнг. Технология тонких пленок. М: "Сов.Радио", 1977.
2. Д. Роуз, М. Кларк. Физика плазмы и управляемые термоядерные реакции. М: Госатомиздат, 1963.
3. O. Almen, G. Bruce. Nucl. Instr. Methods, 11, 279, 1961.
4. O. Almen, G. Bruce. Nucl. Instr. Methods, 11, 257, 1961.

# ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ С МОЩНОСТЬЮ ПУЧКА ДО 25 кВт

*А.В. Грызлов*

*Федеральное государственное унитарное предприятие  
"Научно-производственное предприятие ТОРНИИ", г. Москва*

*В.А. Дворников, И.А. Кузьмин, И.В. Поляков, И.С. Щедрин  
Московский государственный инженерно-физический институт  
(технический университет)*

Технологический ускоритель электронов с мощностью пучка до 25 кВт является многоцелевым источником ионизирующего излучения и применяется в промышленных радиационно-технологических процессах с использованием ускоренных электронов или тормозного излучения, а также в научных исследованиях.

## Technological Linac with Power 25 kW

*A. V. Gryzlov et al.*

Technological linac with power 25 kW is multi-purpose source of ionizing radiation and is intended for industrial radiation-technological processes, based on the use of accelerated electrons and bremsstrahlung radiation. Accelerator is also used for scientific researches.

### 1. Введение

Линейный ускоритель электронов УЭЛВ-10-25 задуман как представитель нового поколения ускорителей "Электроника", в котором простота и невысокая стоимость изготовления сочетается с высокой стабильностью и надежностью эксплуатационных параметров и характеристик. При создании ускорителя должны найти свое дальнейшее развитие принципы конструирования и технология изготовления, положенные в основу предшествующих моделей ускорителей У-003 и УЭЛВ-10-10. В то же время при конструировании электропитающих устройств и систем управления должны быть использованы принципиально новые технические решения и новая элементная база.

Ускоритель планируется укомплектовать всеми вспомогательными устройствами и аппаратурой, обеспечивающими его надежную работу. При проектировании значительное внимание уделено повышению коэффициента готовности и сокращению

**Таблица 1. Основные технические параметры и характеристики ускорителя**

N п/п	Характеристика, ед. измерения	Величина
1	Номинальная энергия, МэВ	10
2	Номинальная мощность пучка, кВт	20
3	Номинальный средний ток пучка, мА	2
4	Диапазон регулирования энергии, МэВ	6 ÷ 11
5	Диапазон регулирования мощности пучка, кВт	1 ÷ 25
6	Диапазон регулирования среднего тока пучка, мА	0.1 ÷ 2.5
7	Нестабильность энергии, %	не более ±5
8	Нестабильность среднего тока пучка, %	не более ±5
9	Полоса сканирования, см	30-50 (регулируется)
10	Частота сканирования, Гц	1, 3, 5
11	Неравномерность распределения дозы в полосе сканирования, %	не более ±5
12	Время непрерывной работы, ч.	до 120
13	Коэффициент готовности	не менее 0.95
14	Управление от компьютера	предусмотрено

времени восстановления работоспособности оборудования при регламентной замене или ремонте изношенных элементов, замена которых требует развакуумирования ускорителя.

По совокупности параметров ускоритель находится на уровне лучших зарубежных аналогов и в два раза превосходит лучшие отечественные образцы по средней мощности, а следовательно, по производительности.

## 2. Структурная схема и состав

Состав, структурная схема, эксплуатационные характеристики и стоимость ускорителя зависят от выбора двух основных элементов:

- СВЧ-генератора;
- ускоряющей структуры.

Отечественная промышленность выпускает два типа СВЧ-генераторов, которые по своим энергетическим параметрам (импульсная и средняя мощность) могут быть использованы для создания такого ускорителя - это:

- магнетрон "Берилл" с  $P_{\text{имп}}=10$  МВт и  $P_{\text{ср}}$  до 50 кВт;
- клистрон "Берег" с  $P_{\text{имп}}=6$  МВт и  $P_{\text{ср}}$  до 25 кВт.

Клистрон имеет в два раза более высокую гарантированную долговечность, но и стоимость его в два раза выше. Поскольку для реализации указанных в п.2 параметров требуется один магнетрон или два клистрона, то очевидно, что применение магнетрона является экономически более выгодным.



Выбор ускоряющей структуры зависит от выбора СВЧ-генератора, и прежде всего от импульсной мощности генератора, его частотной стабильности и т.п. При импульсной мощности 10 МВт предпочтение следует отдать круглому диафрагмированному волноводу (КДВ) на бегущей волне (БВ). Если использовать магнетрон или клистрон с импульсной мощностью 5–6 МВт, то предпочтение следует отдать бипериодическим ускоряющим структурам (БУС) на стоячей волне (СВ).

Структурная схема ускорителя приведена на рис.1.

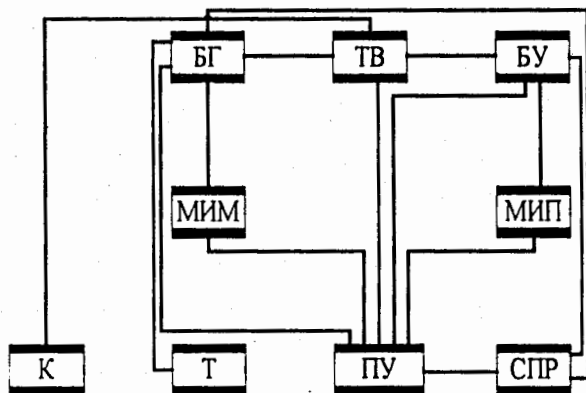


Рис. 1. Структурная схема ускорителя: БГ – блок генераторный; ТВ – тракт волноводный; БУ – блок ускорятельный; МИМ – модулятор импульсный магнетрона; МИП – модулятор импульсный пушки; К – компрессор; Т – теплообменник; ПУ – пульт управления; СПР – стойка питания и регулирования

Взаимодействие электронов с полем бегущей электромагнитной волны происходит в ускорятельном блоке (БУ). Электромагнитные колебания генерируются магнетроном, размещенным в генераторном блоке (БГ), и передаются в ускорятельный блок по волноводному тракту (ТВ). Высоковольтный импульсный модулятор (МИМ) предназначен для питания анодной цепи магнетрона. В состав модулятора входят элементы, обеспечивающие питание других цепей магнетрона и генераторного блока (накала, электроразрядного насоса, соленоида). Высоковольтный импульсный модулятор (МИП) предназначен для питания цепей электронной пушки, размещенной в ускорятельном блоке. Вспомогательные источники питания, измерительные устройства, блоки питания высоковакуумных насосов и т.п. размещены в стойке питания и регулирования (СПР). Управление работой ускорителя может осуществляться от центрального компьютера, расположенного на пульте управления (рабочем месте оператора). В состав ускорителя также входит замкнутая система охлаждения ускорителя дистиллированной водой (теплообменник) и система подачи в волноводный тракт очищенного сжатого воздуха (компрессор).

Рассмотрим ускоряющую систему технологического ускорителя.

### 3. Блок ускорительный (БУ)

Структурная схема ускорительного блока приведена на рис.2.

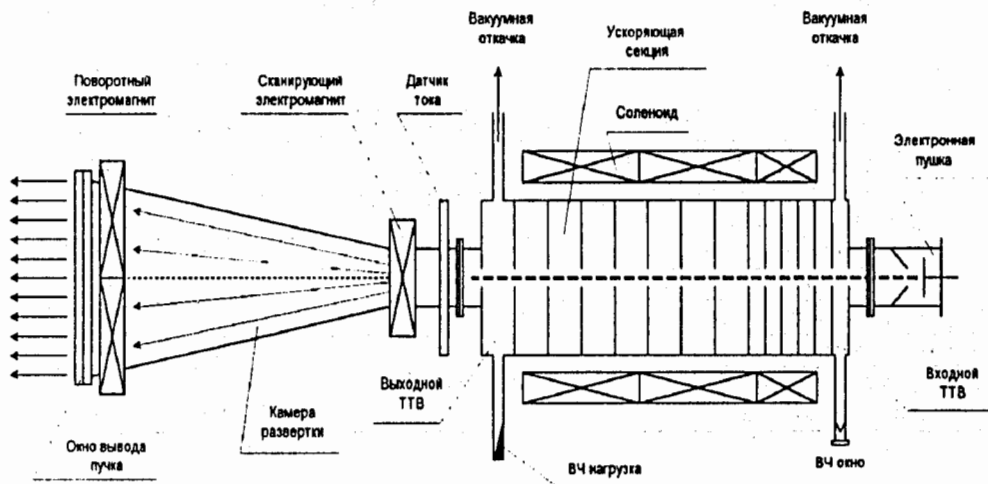


Рис. 2. Структурная схема ускорительного блока

В качестве электронной пушки предлагается использовать трехэлектродную пушку ЭП-6 от ускорителя УЭЛВ-10-10, состоящую из катодной ножки и катодного узла. Без существенных изменений предлагается использовать фокусирующий соленоид, ввод энергии (ВЧ-окно), датчик тока, сканирующий магнит и камеру развертки. Планируется разработать и установить на камеру развертки поворотный магнит, обеспечивающий параллельный выход электронов из ускорителя. Существенной переработке предлагается подвергнуть ускоряющую секцию и систему откачки.

### 4. Ускоряющая секция

В соответствии с заданными выходными параметрами пучка ускорителя был произведен расчет размеров круглого диафрагмированного волновода. В качестве критерия оптимизации размеров волновода были выбраны ширина энергетического спектра электронов на выходе ускоряющего волновода и средняя энергия сгустка.

Одновременное требование высокого коэффициента захвата электронов в режим ускорения ( $> 70\%$ ) при пониженной энергии инжекции (30 кВ) и высокого КПД ( $> 70\%$ ) при ограниченной длине ускорителя ( $L < 2$  м) приводит к сокращению длины участка группировки и захвата частиц в режим ускорения. Следствием этого является резкое изменение размеров волновода на этом участке от ячейки к ячейке. Нарушается адиабатичность процесса группировки, и требуется очень

Таблица 2. Сравнительные характеристики ускоряющих секций на бегущей волне (КДВ) и на стоячей волне (БУС)

		КДВ	БУС
1.	Распределение СВЧ-мощности в стенках ускоряющей системы: без тока, % с током, %	28-30 19	100 50
2.	Напряженность поля на оси без пучка, кВ	100	220-250
3.	Длина ускоряющей секции, см	190	150
4.	Коэффициент захвата электронов в ускорение, %	70	25
5.	Энергия на выходе, МэВ	11	10
6.	Импульсный ток, А	0,7	0,2-0,25
7.	Напряжение инжекции, кВ	30	40
8.	Импульсная мощность в пучке, МВт	7,7	2-2,5
9.	Количество секций	1	2
10.	Время заполнения ускоряющей системы СВЧ-мощностью, мкс	0,6	1,6

тщательный подбор размеров группирующего участка для получения качественных выходных параметров.

Основные выводы:

1. Основная часть неиспользованной мощности при применении КДВ выводится наружу в поглощающую нагрузку, при применении БУС – поглощается в стенках ускоряющих секций, что представляет собой большую тепловую нагрузку до 40–50 кВт (по 20–25 кВт на подсекцию);
2. Напряженность поля на оси ускоряющей системы составляет величину в БУС в 2,2–2,5 раза выше, чем в КДВ, и на поверхности ячеек БУС составляет предельную величину, что может привести к дополнительной холодной эмиссии электронов со стенок ускоряющей системы;
3. Время заполнения ускоряющей системы в случае применения БУС почти в 3 раза выше, чем при использовании КДВ, что почти на 15% снижает среднюю мощность пучка; для сравнения, в случае КДВ снижение – 5%;
4. Напряжение инжекции в КДВ ниже, чем в БУС;
5. Длина КДВ на 30% больше, чем длина БУС;
6. Импульсная мощность в пучке у КДВ в 3 раза выше, чем у БУС;
7. Средняя мощность в пучке у КДВ в 1,5 раза выше, чем у БУС в рассматриваемых вариантах реализации;
8. Коэффициент захвата электронов в ускорение у КДВ – 70%, у БУС – 25%, что в последнем случае приводит к более напряженному режиму катода инжектора, и, как следствие, к снижению срока службы катода;

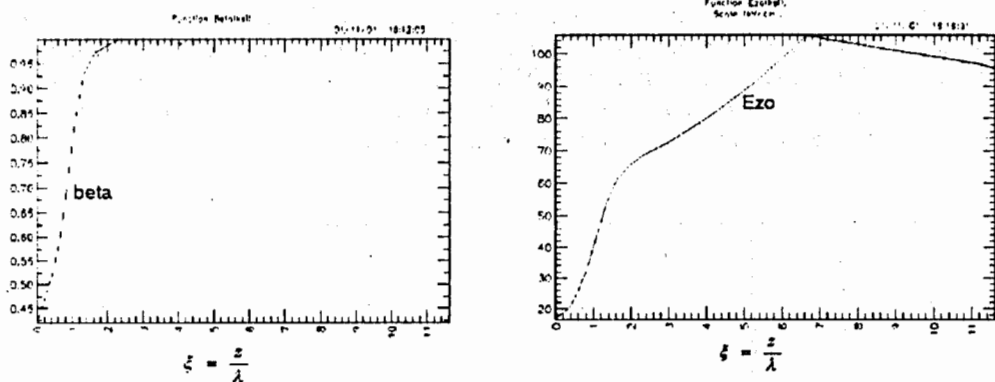


Рис. 3. Графики изменения относительной фазовой скорости и напряженности электрического ускоряющего поля вдоль волновода

9. Количество секций в случае использования КДВ – 1; в случае использования БУС – 2;
10. При применении БУС усложняется СВЧ-тракт (применяется 3 дБ ответвитель и два ввода мощности).

Основной итог сравнения следующий – применение КДВ и бегущей волны в ускоряющей системе конкретного технологического ускорителя более предпочтительно и оправдано экономически.

## 5. Расчет ускоряющего волновода

Исходными данными для расчета динамики пучка в волноводе были выбраны зависимости напряженности ускоряющего поля и фазовой скорости по длине волновода ускорителя УЭЛВ-10-10, представленные на рис.3. Эти зависимости на участке группировки аппроксимировались аналитическими выражениями с введением независимых переменных. Варьирование этих переменных позволяет параметризовать исходные зависимости для поиска оптимальной величины выходного спектра при заданной выходной энергии электронов 10 МэВ с учетом энергии инжекции 30 кэВ.

Проводился расчет выходных характеристик пучка (рис.4) с использованием варьирования зависимостей фазовой скорости и напряженности электрического поля на участке группировки. По полученным полям производилось численное моделирование движения электронов в ускорителе, как в продольном, так и в поперечном направлениях, с учетом объемного заряда пучка электронов и нагрузки током по программам PARMELA и SUPERFISH.

Полное число частиц на входе ускорителя равнялось 5000. Захват составляет более 70% при поперечном размере пучка около 3 мм. Можно отметить ярко выраженный пик энергии около референсной частицы шириной  $\sim 200$  кэВ при полной ширине 870 кэВ по основанию спектра. Затем рассчитывался вариант технологического волновода с постоянными размерами на последней трети волновода

при условии сохранения выходных параметров пучка электронов. Выполнены расчеты диапазоновых характеристик ускорителя. Расчеты проводились для частот  $f_0 = \pm 0.2$  МГц, мощности питания 9 МВт, для тока пучка 0,5 А, для инжекции 40 кВт, а также с учетом полей в ТТВ. Результаты расчетов показали, что параметры пучка ускорителя остаются в пределах заданных.

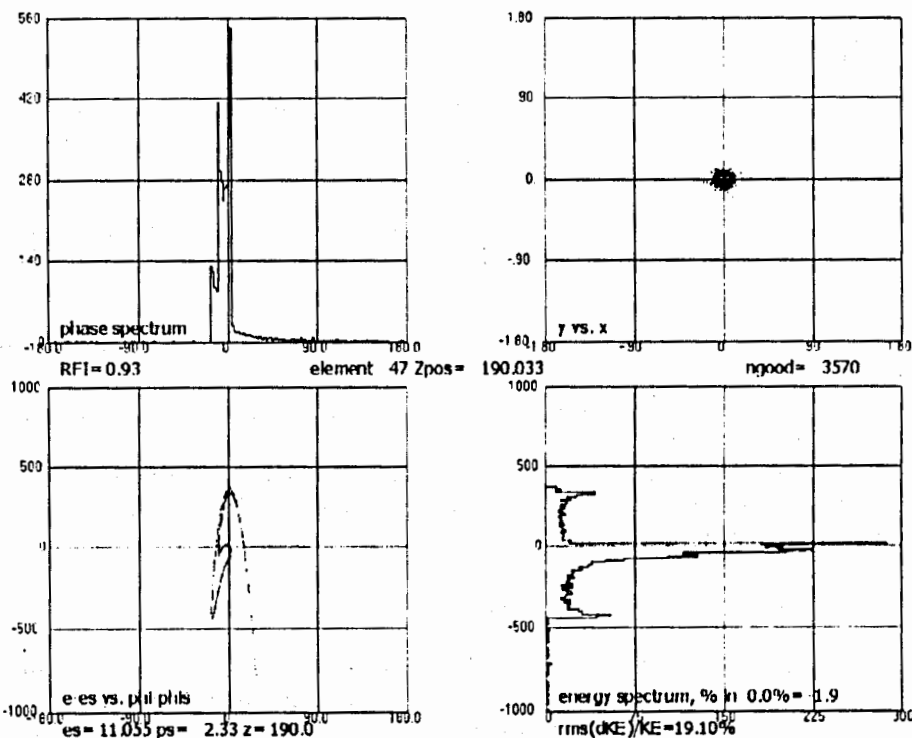


Рис. 4. Выходные параметры пучка при следующих параметрах на входе ускорителя:  $P_{\text{инп}} = 10$  МВт;  $f_0 = 1885$  МГц;  $U_{\text{инж}} = 30$  кВ;  $H_{\text{фок}} = 900$  Э;  $I_{\text{вых}} = 0.7$  А; волновод с постоянным градиентом; сдвиг фазы на ячейку  $2\pi/3$

## 6. Основные выводы

1. Предлагается использовать ускоряющий волновод, работающий на виде колебаний  $2\pi/3$ . Такой выбор позволяет уменьшить число ячеек в волноводе в 1.5 раза в сравнении с волноводом на виде колебаний  $\pi/2$  при той же длине ускорителя. Таким образом, увеличивается длина ячеек на участке группировки, облегчается их изготовление и настройка на рабочую частоту.
2. Предлагается использовать на выходе волновода ТТВ для вывода неиспользованной мощности во внешнюю нагрузку. При этом облегчается тепловой режим волновода и упрощается система охлаждения ускорителя.

3. Предлагается использовать в качестве фокусирующих элементов 4 магнитных линзы, изготовленных на основе постоянных магнитов или соленоидов, питаемых постоянным током, что ведет к уменьшению массы магнитной системы в обоих случаях и к отсутствию источника питания в первом случае.

## Литература

1. А.А. Завадцев и др. Проект промышленного ускорителя электронов на 10 МэВ. XVII Собрание по ускорителям заряженных частиц. ИФВЭ, Протвино, 2000 г., с.95.
2. В.А. Дворников, В.Е. Калужный, И.А. Кузьмин. Метод настройки КДВ с переменными размерами. Научная сессия МИФИ-2001. М.: МИФИ, 2001. т.7. с.139-140.
3. А.В. Грызлов, В.А. Дворников, И.А. Кузьмин, И.В. Поляков, И.С. Шедрин. Технологический ускоритель с мощностью пучка 25 кВт. Научная сессия МИФИ-2001. М.: МИФИ, 2001, т.9, с.28-29.

# ОТ МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОЙ ИОННОЙ ЛОВУШКИ К СОЛЕНОИДАЛЬНОМУ НАКОПИТЕЛЮ-КОЛЛАЙДЕРУ УСКОРЕННЫХ ИОНОВ ВОДОРОДА – ГЕНЕРАТОРУ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ НАУЧНЫХ И ПРИКЛАДНЫХ ПРИМЕНЕНИЙ

*Н.И. Тарантин*

*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна*

В настоящей работе проведено дальнейшее рассмотрение принципов предложенного ранее метода накопления предварительно ускоренных ионов дейтерия и трития в оригинальном накопителе-коллайдере для осуществления их ядерного слияния и получения интенсивного потока нейтронов, который может быть использован как для научных, так и для прикладных целей.

## From Mass Spectrometric Ion Trap of an "In-Flight Capture" Type to Solenoid Accumulator-Collaiider of Accelerated Hydrogen Ions. Neutron Generator for Science and Applied Aims

*N.I. Tarantin*

In present work it was considered an idea of early proposed method for accumulation of preliminary accelerated deuterium and tritium ions for carrying-out of their fusion and producing of highly intensity neutron flux. This neutron flux can be used for science and applied aims.

### 1. Введение

Тандем из циклотрона У-400М, магнитного сепаратора КОМБАС' Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ и разрабатываемой масс-спектрометрической ловушки продуктов ядерных реакций типа "in-flight capture" будет представлять собой комплекс для получения новых короткоживущих ядер, прецизионного измерения их масс и изучения их ядерных свойств. Действие новой ловушки основано на частичном торможении выбитых из мишени ядер деградером, преобразовании торцевым краевым магнитным полем соленоида их продольного движения в ротационное, удержании в ловушке вращающихся ядер относительно небольшим продольным электростатическим квадрупольным полем и магнитными пробками [1]. Измерение масс накопленных в ловушке ядер производится путем измерения частоты их обращения в магнитном поле путем фурье-анализа.

Как альтернативное развитие принципов масс-спектрометрической ловушки "in-flight capture" типа в [2] была проанализирована возможность накопления предварительно ускоренных до относительно малых энергий ионов водорода – дейтерия и трития в скрещенных магнитном и электрическом полях соленоида и электростатического квадрупольного ловушки с целью осуществления интенсивных взаимных столкновений накопленных ионов в вакууме. В работе [2] было показано, что при определенных условиях в ловушке могут быть накоплены равновесные потоки ионов дейтерия и трития с плотностью, достаточной для интенсивного генерирования нейтронов в результате ядерной реакции их слияния  $D + T = {}^4\text{He} + n$ . Количество производимых нейтронов может быть достаточно как для проведения нейтронных научных исследований, так и для прикладных применений нейтронов, а именно – для трансмутации радиоактивных долгоживущих осколков деления в стабильные ядра и выжигания минорных (второсортных) актинидов, накопленных в результате многолетней работы оружейных и энергетических ядерных реакторов, а также (что наиболее важно) – для производства коммерческой ядерной энергии путем управляемого возбуждения безопасного подкритического реактора деления нейтронами от накопителя-коллайдера.

Предложенный метод рассматривается автором как возможная альтернатива известному методу генерирования нейтронов путем облучения массивной тяжелой мишени протонами, ускоренными до большой энергии, и также известному и широко разрабатываемому методу получения интенсивных потоков нейтронов и ядерной энергии путем инициирования синтеза легких ядер в горячей водородной плазме.

В настоящее время ведется дальнейшее рассмотрение принципов предложенного метода [2], направленное на совершенствование и уточнение условий накопления, удержания и сталкивания ядер водорода в накопителе-коллайдере, приводятся дополнительные обоснования работоспособности метода, требующиеся для начала работ по его экспериментальной проверке.

В представленном докладе приводятся некоторые результаты, полученные в этих дополнительных рассмотрениях.

## 2. Введение ускоренных ионов водорода в магнитное поле токового соленоида

Задача торцевого ввода ионов в магнитное поле соленоида повторно рассмотрена с учетом производных вплоть до производной четвертого порядка от торцевого краевого поля соленоида и с применением аппроксимации краевого поля функцией, более адекватной реальному полю, чем использовавшаяся ранее [2] короткая "сигнум"-функция, первая производная от которой выражается известной  $\delta$ -функцией Дирака.

Для представления реального краевого поля соленоида, имеющего некоторую протяженность  $d$  по оси  $z$ , например, в работе [3], описывающей численный расчет транспортировки заряженных частиц сквозь соленоид с учетом производных от краевого магнитного поля соленоида вплоть до производной третьего порядка, для аппроксимации реального поля использовалась протяженная "сигнум"-функция в



виде

$$\text{sign}(z, d) = \tanh(z/d), \quad (1)$$

которая при соответствующем выборе значения параметра  $d$  достаточно хорошо (на беглый взгляд) описывает реальное краевое поле и его производные, однако не передает точных значений производных от функции распределения краевого поля на границах его сопряжения с однородным полем внутри длинного  $L$ -соленоида ( $L \gg d$ ) и со свободным пространством вне соленоида, на которых, как можно показать, производные всех порядков от функции распределения поля строго равны нулю.

Между тем в работах [4,5] для представления протяженного краевого поля дипольного магнита, плавно сопряженного с однородным полем внутри дипольного магнита и со свободным пространством вне диполя, предложена аппроксимация поля четырехчленным степенным полиномом четвертой-седьмой степени, не имеющая указанных выше недостатков сопряжения. Следуя методу, изложенному в работе [4], мы получили аппроксимацию осевого ( $r=0$ ) краевого магнитного поля  $B_z(0, z)$ , учитывающую производные вплоть до производной четвертого порядка включительно от  $B_z(0, z)$ , в виде степенного полинома пятой-девятой степени

$$B_z(0, z) = B_0(126\zeta^5 - 420\zeta^6 + 540\zeta^7 - 315\zeta^8 + 70\zeta^9), \quad (2)$$

где  $B_0$  - магнитная индукция в однородной области поля соленоида,  $z$  - текущая координата, отсчитываемая от координаты начальной границы  $z_0$  входного краевого поля протяженности  $d$ ,  $\zeta = (z - z_0)/d$ ,  $0 < \zeta < 1$ .

Числовые значения коэффициентов степенного многочлена (2), первоначально взятые в общем виде, получены согласно [4] требованию выполнения следующих десяти краевых условий:

$$\begin{aligned} B_z(0, d) = B_0 \quad \text{и} \quad B_z(0, 0) = B'_z(0, 0) = B''_z(0, 0) = B'''_z(0, 0) = B''''_z(0, 0) = \\ = B'_z(0, d) = B''_z(0, d) = B'''_z(0, d) = B''''_z(0, d) = 0. \end{aligned}$$

где штрихом обозначена однократная производная по координате  $z$ , отвечающих плавному сопряжению краевого поля и равенствам нулю производных от функции распределения краевого поля на его границах вплоть до производной четвертого порядка. Кривая (2) представлена на рис.1. Эта кривая, интерполированная линейно по ее первой производной на половине высоты линейно к ее предельным значениям 0 и 1, приводит к полудлине распределения краевого поля  $d_{1/2} = 0,406d$ , более четко выделенной в конкретном распределении краевого поля, чем сама длина  $d$ .

Заметим, что, например, представление продольной компоненты краевого поля вне оси соленоида, т.е. при  $r \neq 0$ , полученное исходя из системы уравнений Максвелла

$$\text{div} \vec{B} = 0 \quad \text{и} \quad \text{rot} \vec{B} = 0, \quad (3)$$

в виде

$$B_z(r, z) = B_z(0, z) - (r^2/4)B''_z(0, z) + (r^4/64)B''''_z(0, z), \quad (4)$$

качественно описывает на основе кривой (2) и производных от нее (см. рис.2 и 3) экспериментальные распределения внеосевой продольной компоненты магнитного

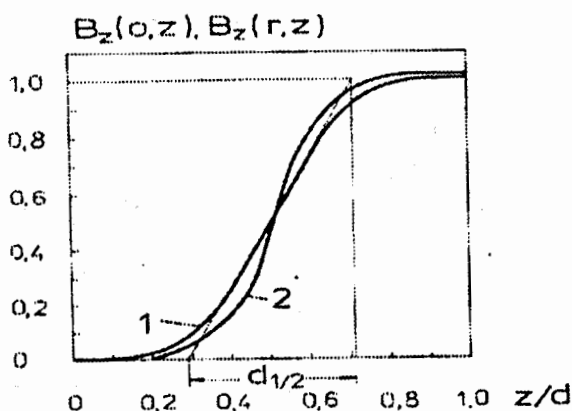


Рис. 1. Кривая 1 – пятичленный полином пятой – девятой степени (2) для аппроксимации распределения протяженного осевого торцевого краевого поля соленоида  $B_z(0, z)$ .  $d$  – длина распределения краевого поля.  $d_{1/2} = 0,406d$  – полудлина распределения краевого поля. 2 – продольная компонента краевого поля вне оси соленоида  $B_z(r, z)$ , построенная по формуле (3) с использованием распределения (2) и производных от него,  $r=2$  см,  $d=15,3$  см

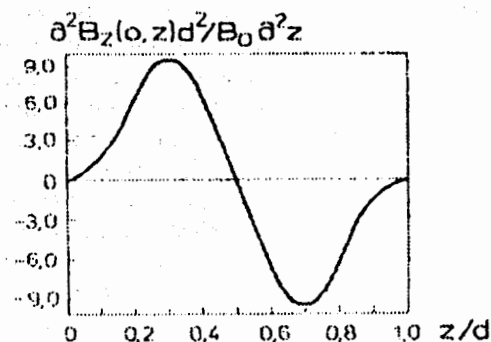


Рис. 2. Вторая производная по координате  $z$  от распределения торцевого краевого поля (2)

поля панцирного соленоида, измеренные в работе [6]. Эта расчетная кривая представлена также на рис.1.

Новое представление краевого поля соленоида (2) позволило уточнить размеры области фокусировки и накопления ионов, определяющие вероятность их взаимных столкновений и, следовательно, интенсивность реакций ядерного слияния, уточнить требования к последующему удержанию ионов электрическим и магнитным полями в соленоидальном накопителе-коллайдере.

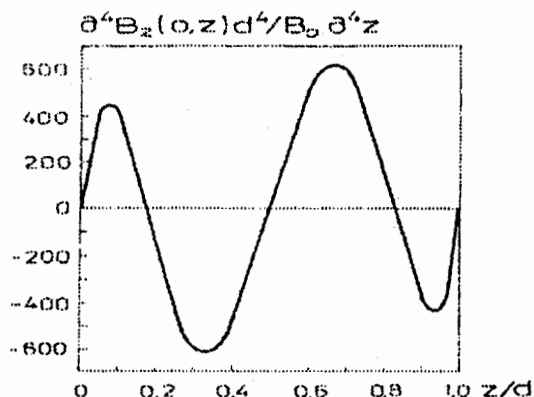


Рис. 3. Четвертая производная по координате  $z$  от распределения торцевого краевого поля (2)

Было повторно получено при допущении кратковременности пролета частицы сквозь область краевого поля (по отношению к периоду азимутального обращения частицы), что заряженная частица, входящая вдоль оси  $z$  на расстоянии  $r_0$  от нее, получает азимутальный импульс, вызывающий движение частицы по цилиндрической спирали в основном магнитном поле соленоида с радиусом цилиндра спирали, строго равным  $r_0/2$ , независимо от начальных значений компонент скорости частицы  $\partial z/\partial t$  и  $\partial r/\partial t$  (но не  $\partial \varphi/\partial t$ ). Это означает, что частицы при своем движении после каждого оборота пересекают ось симметрии  $z$  магнитного поля, выполняя тем самым ахроматическую (по  $\partial z/\partial t$  и  $\partial r/\partial t$ ) и безабберационную (по  $r_0$  и  $\partial r/\partial t$ ) фокусировку на этой оси и обеспечивая таким образом наивысшую плотность потока ионов в месте их фокусировки на оси симметрии, описываемую функцией типа  $1/r$  в цилиндрической системе координат. Безабберационность фокусировки частиц по  $r_0$  и  $\varphi$  позволяет акцептировать широкий по  $\Delta r_0$  и по кольцевой координате  $\varphi$  (вплоть до  $\Delta \varphi = 2\pi$ ) начальный пучок частиц. Это дает уникальную возможность аккумулировать большие токи ионов и собирать пучки ионов в соленоидальном коллайдере в перетяжки малых размеров в местах встречи ионов.

Распределение (2) дает возможность достаточно точно численно рассчитывать траектории частиц в протяженном магнитном поле соленоида с учетом их радиального перемещения за время пролета на основе трех компонент уравнения движения (4), приведенных в работе [2]. Новое представление краевого поля (2) может быть использовано для расчета поперечной фокусировки заряженных частиц торцевым краевым полем соленоида, более точно, чем, например, в случае использования моделей краевого поля [3], [7].

Продольная кинетическая энергия ионов после прохождения сквозь краевое магнитное поле согласно теореме Буша уменьшается в результате увеличения потока магнитной индукции, охватываемого спиральной траекторией, на величину, рав-

ную, согласно нашему рассмотрению,

$$\Delta T_z = q\omega_B r_0^2 B_0 / 8 = m(\omega_B r_0)^2 / 8, \quad (5)$$

и определяющую необходимый потенциал продольного электрического поля для последующего удержания заряженных частиц в ловушке. В формуле (5)  $\omega_B = qB_0/m$  - циклотронная частота обращения иона в однородном магнитном поле  $B_0$ .

### 3. Удержание ионов в скрещенных магнитном и электрическом полях токового соленоида и электростатического трехмерного мультиполя

Удержание ионов в ловушке с так называемым пробковым магнитным полем не свободно от некоторой утечки ионов из ловушки и не позволяет накапливать равновесные потоки ионов достаточно высокой интенсивности. Для кардинального улучшения условий накопления и удержания заряженных частиц в ловушке предлагается использовать ввод однозарядных молекулярных ионов водорода  $D_2$  и  $T_2$  в электростатическое поле, их последующий развал на два атомарных иона в результате бомбардировки молекулярных ионов электронами и безвозвратный захват образовавшихся атомарных ионов половиной энергии электростатическим полем ловушки. Электроны, используемые для развала молекулярных ионов, к тому же нейтрализуют положительный заряд атомарных ионов, уменьшая взаимное расталкивание дейтронов и тритонов и их уход из соленоида.

Принципиальная схема электростатического устройства, обеспечивающего накопление одновременно частиц с противоположными зарядами, показана на рис.4 на примере одного из возможных вариантов трехмерного электростатического октуполя, ближайшего мультиполя по типу симметрии и топологии поля к трехмерному гиперболоиду вращения, а именно, на примере варианта с базовым полем октуполя на оси  $z$  в виде  $E_z = kz^3$ , где  $k$  - константа.

Уравнение поля октуполя найдено, согласно работе [9], путем решения обратной задачи по отношению к прямому решению уравнения Пуассона в форме задачи Дирихле, а именно, непосредственным последовательным интегрированием системы уравнений Максвелла

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0 \quad \text{и} \quad \operatorname{rot} \vec{E} = 0 \quad (6)$$

с граничным условием - указанным выше базовым полем на оси  $z$ .

Найдено, что потенциал поля октуполя дается в цилиндрической системе координат уравнением

$$U = u_0 + U_0''' (-3r^4/32 + 3r^2 z^2/4 - z^4/4), \quad (7)$$

где  $u_0$  - заданный потенциал поля в центре октуполя,  $U_0'''$  - заданная в центре октуполя третья производная от потенциала поля.

На рис.4 показаны сечения осесимметричных относительно оси  $z$  и зеркально-симметричных относительно плоскости  $0r\varphi$  пяти монопотенциальных электродов трехмерного октуполя, рассчитанных на основе уравнения (7). Заметим, что то же

октупольное поле может быть сформировано с помощью не громоздких кольцевых монопотенциальных электродов, а с помощью мультипольной системы из коротких плоских кольцевых электродов существенно меньших габаритов.

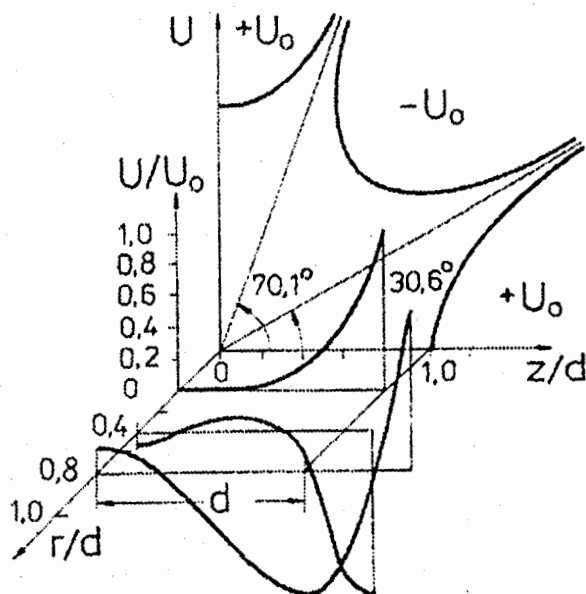


Рис. 4. Схема электродов трехмерного октуполя и распределений потенциалов электростатического поля внутри октуполя.  $d$  — полудлина октуполя. Представлены профили сечений монопотенциальных электродов плоскостью  $rOz$ , сечения потенциальных поверхностей для положительных ионов вдоль оси  $z$  и вдоль цилиндра  $r/d=0,8$  и профиль сечения потенциальной поверхности для электронов с  $r/d=0,4$ .

На том же рисунке показан также ход потенциальных поверхностей для положительных ионов и электронов как на оси соленоида ( $r=0$ ), так и вне оси ( $r \neq 0$ ). Как следует из рисунка, положительные однозарядные молекулярные ионы с продольной энергией, большей  $\epsilon U$ , оставшейся после прохождения сквозь торцевое поле соленоида, беспрепятственно проходят над потенциальным электрическим барьером, и после развала молекулы электронным ударом два атомарных иона с половинными энергиями, большими  $\epsilon U/2$ , но меньшими  $\epsilon U$ , безвозвратно задерживаются торцевыми потенциальными стенками октуполя.

Электроны для развала молекулярных ионов с продольной энергией порядка  $\sim 0,05\epsilon U$  удерживаются локальной электростатической потенциальной ямой в области  $\pm 0,4z/d$  при  $r/d = 0,4$  и дополнительно полем объемного заряда накопленных положительных ионов.

Развал молекулярных ионов дейтерия и трития на атомарные ионы в результате

столкновений с электронами происходит в области наибольших плотностей потоков молекулярных ионов и электронов, т.е. на оси  $z$ , куда введенные ионы и электроны регулярно возвращаются. В итоге характер движения вкось образовавшихся после развала атомарных ионов водорода с обязательным пересечением оси  $z$  сохраняется.

В работе [9] в результате решения уравнения движения заряженной частицы в скрещенных однородном магнитном и квадрупольном электростатическом полях ловушки Пеннинга методом последовательного аналитического интегрирования нелинейных уравнений движения, разработанным в свое время Н.Н. Боголюбовым, и перехода к асимптотическому пределу, получено простое представление радиус-вектора траектории заряженной частицы при внеосиальном торцевом входе частицы в ловушку

$$r(\varphi) = r_0 \cos(\varphi/n), \quad (8)$$

где  $\varphi = \omega_B t/2$ ,  $n$  - числовой параметр, определяемый знаком и значением радиального градиента электрического поля квадруполь  $G_r$  и значением магнитной индукции соленоида  $B_0$ .

В режиме работы ловушки Пеннинга, для которой  $G_r < 0$ ,  $q > 0$ ,  $n$  принимает значения больше чем единица (при  $n = 1$  электрическое поле отсутствует) вплоть до  $\infty$ , причем в последнем предельном случае радиальное движение частиц становится неустойчивым.

В другом возможном режиме работы ловушки со скрещенными однородным магнитным и электрическим квадрупольными полями при  $G_r > 0$ ,  $q > 0$ ,  $n$  принимает значения от нуля до 1.

При иррациональном значении  $n$  локальная ось орбиты прецессирует вокруг оси симметрии  $z$ , при рациональном  $n$  - орбита замкнута и стационарна. На рис.5 представлены замкнутые стационарные орбиты для трех значений параметра  $n$ :  $n=2$ ,  $n=1$  и  $n=1/2$ . Существенное различие этих орбит состоит в том, что при фиксированном значении циклотронной частоты обращения частицы  $\omega_B$  частота пересечений частицей оси  $z$  в результате прецессии в два раза выше в случае  $n=1/2$  и в два раза ниже в случае  $n=2$ , чем в случае  $n=1$ .

Как следует из рис.5, основными типами столкновений двух частиц, если учесть, что плотность траекторий частиц подчиняется закону  $1/r$  в силу осевой симметрии распределения прецессирующих орбит, составляют лобовые встречные и боковые в среднем ортогональные соударения в окрестности оси симметрии  $z$ .

В скрещенных однородном магнитном и трехмерном октапольном электрическом полях на различных участках оси  $z$  реализуется как случай  $G_r < 0$ , так и случай  $G_r > 0$ .

Трехмерное электрическое октапольное поле в отличие от трехмерного квадрупольного, используемого в масс-спектрометрической ловушке Пеннинга, не является изохронным и не может быть использовано для измерения ионных масс. Однако для накопления заряженных частиц в коллайдере неизохронность поля не имеет никакого значения.

Как следует из результатов работы [9], электрический трехмерный октаполь совместно с однородным магнитным полем соленоида может обеспечить заметно большую устойчивость радиального движения положительных ионов за счет дополнительного среднего кольцевого электрода с положительным потенциалом  $+U$ .

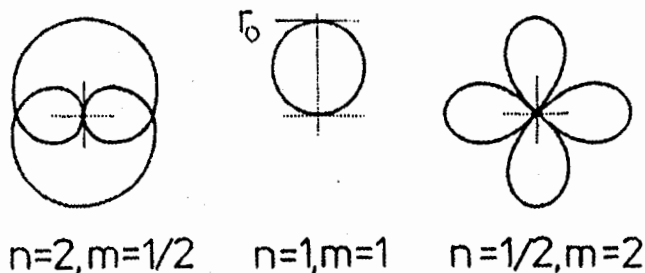


Рис. 5. Три замкнутые стационарные орбиты заряженных частиц в скрещенных однородном магнитном и трехмерном квадрупольном полях при висаксимальном их вводе  $r_0$  и при значении параметра  $n=2, 1$  и  $1/2$

Это очень существенно для накопления больших потоков ионов водорода в ловушке-коллайдере.

Дополнительное повышение радиальной устойчивости ионов в магнитном поле за счет известного роста поля по радиальной координате может быть обеспечено введением базовой продольной компоненты в медианной плоскости соленоида  $z=0$  типа

$$B_z(r, 0) = B_0(1 + br^2) \quad (8)$$

при  $b > 0$ . Из (8) и системы уравнений Максвелла (3) следует

$$B_z(r, z) = B_0[1 + b(r^2 - 2z^2)]. \quad (9)$$

Для осуществления (8) и (9) сечение токовой обмотки возбуждения поля соленоида должно иметь внутренний профиль

$$N(z) = B_0[1 + b(R_a^2 - 2z^2)]/\mu_0 j,$$

где  $R_a$  – радиус внутреннего отверстия во внешнем магнитопроводе соленоида,  $\mu_0$  – магнитная постоянная,  $j$  – плотность тока в обмотке возбуждения соленоида (см. стр.29 [5]). В радиально-неоднородном магнитном поле круговая орбита частицы получает движение по замкнутой или незамкнутой и прецессирующей траектории в зависимости от значения показателя  $b$  и независимо от наличия или отсутствия дополнительного электрического поля.

#### 4. Оптимизация условий столкновения атомарных ионов дейтерия и трития

Обеспечение безвозвратного электростатического захвата атомарных ионов водорода электростатической ловушкой и обязательные пересечения траекториями ионов оси  $z$  открывает новую возможность для улучшения условий сталкивания дейтронов и тритонов в соленоидальном накопителе. Наибольшая плотность и, следовательно, наибольшая частота столкновений накопленных потоков ионов в

окрестности оси симметрии  $z$  приводит к преимущественным лобовым встречным и боковым ортогональным столкновениям ионов, движущихся по прецессирующим орбитам. Поэтому вместо ранее рассмотренных попутных столкновений двух частиц логично использовать встречные и боковые соударения. При этом кинетическая энергия (необходимая энергия в системе центра масс  $E=63,0$  кэВ), требующаяся для обеспечения максимума сечения реакции слияния дейтрона и тритона  $\sigma=0,5$  б, существенно снижается по сравнению с энергией, необходимой для реализации выбранных прежде попутных столкновений ( $T_1=945$  кэВ и  $T_2=630$  кэВ при равенстве импульсов). Эта энергия равняется в лабораторной системе координат при равенстве кинетических энергий двух сталкивающихся ионов  $T_1=T_2=31,8$  кэВ и  $T_1=T_2=63$  кэВ соответственно для встречных и боковых соударений для дейтронов и тритонов равных энергий. Эти значения определяют необходимую энергию ускорения молекулярных ионов дейтерия и трития равной  $qV_1=qV_2=126$  кэВ для обеспечения как встречных, так и боковых соударений.

Из формулы (5), определяющей потерю продольной кинетической энергии ионом  $\Delta T_z$  после прохождения краевого магнитного поля, следует, что только молекулярные ионы, ускоренные потенциалом  $V$ , могут пройти сквозь проволочно-сетчатый чашечный электрод под потенциалом  $+U$  с проникаемостью больше 99% внутрь электростатической системы, если параметр внеаксальности  $r_0$  удовлетворяет неравенству

$$r_0/R_B < 2(1 - U/V)^{1/2}. \quad (10)$$

где  $R_B = mv/qB_0$  – радиус циклотронной орбиты молекулярного иона.

С другой стороны, атомарные ионы половинной энергии, образовавшиеся в результате развала молекулы, не преодолеют обратный потенциальный барьер  $+U$  и не покинут таким образом создавшейся электростатической ямы, если начальный параметр внеаксальности молекулярного иона  $r_0$

$$r_0/R_B > 2(1 - 2U/V)^{1/2}. \quad (11)$$

Кривые (10) и (11), представленные на рис.6, ограничивают область допустимых параметров внеаксальности для безвозвратного захвата атомарных ионов дейтерия и трития после развала молекулярных ионов в зависимости от отношения потенциала чашечного торцевого электрода к ускоряющему потенциалу.

Из рис.6 следует, что максимально возможная ширина интервала значений параметра внеаксальности  $r_0$  лежит при  $U/V = 0,5$ , и эта ширина равна  $\Delta r_0/R_B \sim 0,8r_0/R_B$ .

## 5. Получение и ускорение молекулярных ионов дейтерия и трития

Для получения максимальной интенсивности пучков молекулярных ионов дейтерия и трития можно использовать несколько (до десяти) обычных ионных источников, установленных на кольце длиной  $\approx 60$  см, и в том числе наиболее сильноточные – плазменные. Вместо этого можно воспользоваться сплошным трубчатым пучком, используя ионный источник с кольцевой широкой (в соответствии с условиями



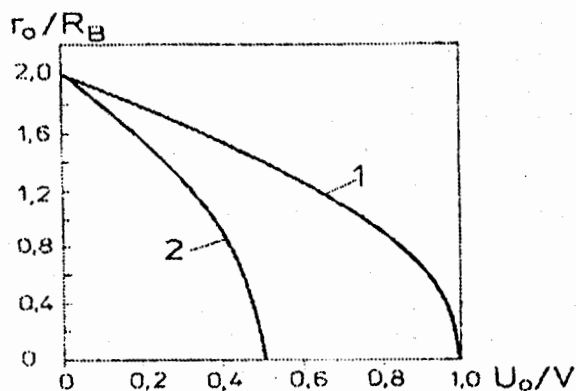


Рис. 6. Область значений параметра внеаксальности  $r_0/R_B$ , необходимых для захвата орбит атомарных ионов дейтерия и трития смешанными магнитным и электростатическим полями.  $U$  – потенциал чашечного торцевого электрода трехмерного октуполя или квадруполя,  $V$  – потенциал ускорения молекулярных ионов

рис.6) эмиссионной щелью. Таким источником может быть один из вариантов источника нового типа [10] с низким давлением разрядного газа, с широким кольцевым эмиттером электронов, с высоким первансом отбора эмитируемых электронов, с сильной контракцией ионизирующих электронов специальным соленоидальным магнитным полем и, в итоге, с высокой управляемой эффективностью ионизации молекул рабочего газа. Такой источник может обеспечить относительно простым и экономичным способом большой ток (до 10 А) извлекаемых однозарядных молекулярных ионов при малом натекании нейтрального газа из ионного источника в вакуумный объем.

Ускорение однозарядных ионов дейтерия и трития до энергии 126 кэВ производится одним ускорителем прямого действия с источником ускоряющего напряжения на основе однокаскадного повышающего трансформатора и выпрямителя. Ускорение и одновременная фокусировка сильноточного пучка ионов постоянным во времени электрическим полем по принципу знакопеременного градиентного ускоряюще-фокусирующего действия на заряженные частицы производится на основе идеи, изложенной в заявке на изобретение [11]:

1. Способ ускорения и фокусировки заряженных частиц постоянным электрическим полем, отличающийся тем, что заряженные частицы ускоряются и одновременно фокусируются квазицилиндрическим квадруполным полем, сформированным в соответствии с формулой (дается физическая формула).
2. Устройство для реализации способа ускорения по п.1 с помощью системы монопотенциальных электрических квазицилиндрических квадруполных электродов, отличающихся тем, что внутренние профили электродов выполнены в соответствии с формулой (дается физическая формула).

Предложенный способ сильной фокусировки статическим постоянно ускоряю-

щим электрическом поле [11], аналогичный по своему действию методу высокочастотной квадрупольной фокусировки, используемому в линейных резонансных ускорителях, предусматривает не трубчатый, а обычный стержневой пучок. Однако этот метод может быть распространен и на трубчатый пучок заряженных частиц с достаточно толстыми токовыми стенками.

## 6. Параметры накопителя-коллайдера ионов водорода и его схема

Параметры возможного накопителя-коллайдера ионов дейтерия и трития для интенсивного генерирования нейтронов могут быть оценены, естественно, лишь с некоторой условностью. Наиболее ответственной характеристикой накопителя является плотность виртуальной мишени из ионов, например, из ионов трития. Эта плотность  $\rho$  определяется следующей формулой

$$\rho = i_1 f_1 m_1 \Delta t_1 \Delta l / v_1 d \Delta r, \quad (12)$$

где  $i_1$  – ток ионов трития, поступающих через торец накопителя-коллайдера;  $f_1$  и  $m_1$  – циклотронная частота обращения ионов трития и число пересечений понами оси симметрии  $z$  на одном циклотронном обороте;  $\Delta t_1$  – время достижения равновесной плотности ядер-мишеней, т.е. время, когда число поступающих ионов равняется числу убывающих, например, убывающих в результате ядерной реакции слияния;  $v_1$  – скорость ионов трития;  $\Delta l$ ,  $d$  и  $\Delta r$  – размеры виртуальной мишени по длине взаимодействия, ширине и размеру радиальной перетяжки пучка. Легко видеть, что размерность плотности мишени (12) есть число ионов на единице площади встречи ионов.

Условная вероятность реакции слияния бомбардирующего ядра – дейтрона с ядром мишени – тритоном равняется

$$p = \rho \sigma f_2 m_2 \Delta t_2, \quad (13)$$

где  $\sigma$  – максимальное значение сечения ядерной реакции слияния  $D + T = {}^4\text{He} + n$ ,  $f_2$  и  $m_2$  – циклотронная частота обращения ионов дейтерия и число пересечений понами оси симметрии  $z$  на одном циклотронном обороте,  $\Delta t_2$  – время ожидания совершения ядерной реакции, полагаемое меньшим или равным  $\Delta t_1$ .

Ток акцептируемых ионов водорода определяется площадью торцевого входного отверстия накопителя-коллайдера и площадью эмиссионной плазменной поверхности ионного источника. Плазменные газоразрядные ионные источники, используемые в сильноточных электромагнитных масс-сепараторах для разделения изотопов урана и других элементов, обеспечивают, как следует из опыта, плотность тока однозарядных ионов  $\sim 0,1 \text{ А/см}^2$  и больше. Такую же плотность ионного тока, по видимому, можно ожидать и от предлагаемого источника нового типа [10] с большим кольцевым эмиссионным отверстием, адекватным входному отверстию солонидального коллайдера, и малым расходом рабочего газа. При  $\Delta r_0 = 9 \text{ см}$  и  $r_0 = 23 \text{ см}$  ( $\Delta r_0/R_B \sim 0,8 r_0/R_B$ ,  $R_B = 14,6 \text{ см}$  и  $17,9 \text{ см}$ ,  $U = +50 \text{ кВ}$ ,  $B_0 = 0,7 \text{ Тл}$ ), эмиссионной и акцептирующей площади  $S = 100 \text{ см}^2$  суммарный ток молекулярных ионов дейтерия и трития  $i_1 + i_2$  составит  $10 \text{ А}$ .

Если положить  $p=4$  (13) для обеспечения 98% вероятности слияния при столкновении ядер дейтерия и трития, то из соотношений (12) и (13) следует, что необходимое время накопления равновесной плотности потока ядер-мишеней и равное ему время ожидания бомбардирующей частицей акта ядерного взаимодействия с этой мишенью составит при указанном значении ионного тока  $t=24$  с ( $f_1=1,75$  МГц,  $f_2=2,62$  МГц,  $m_1=m_2=1$ ,  $v_1=2,0 \cdot 10^8$  см/с,  $d=100$  см,  $\Delta l=\Delta r$ ,  $\sigma=5 \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup>). Это время существенно меньше, чем планируемое, например, время  $\sim 1000$  с удержания горячей плазмы в международном пульсирующем токамаке ITR, необходимое для осуществления реакции синтеза в дейтериево-тритиевой смеси.

Плотность потока электронов для развала молекулярных ионов дейтерия и трития определяется требованием обеспечить соударение электрона с ионом за время пролета иона от входного до выходного торцевого электрода ловушки. Рассматривая завесу из вращающихся электронов ( $T=50$  кэВ,  $R_B=0,11$  см,  $f=3,2$  ГГц,  $v_1=1,3 \cdot 10^{10}$  см/с) как равновесную мишень, создаваемую начальным током электронов  $i_1$  с временем установления равновесия  $\Delta t_1$ , и учитывая требование развала молекулы за время  $\Delta t_2=3 \cdot 10^{-7}$  с и значение сечения развала  $\sigma=10^{-16}$  см<sup>2</sup>, из формул (12) и (13) получаем условие для электронного пучка

$$i_1 \Delta t_1 = 0,5 \text{ А с.}$$

определяющее ток поступающих в ловушку электронов в зависимости от времени их ухода (потери). При времени ухода, например,  $\Delta t_1=1$  с ток подпитки ловушки электронами составит  $i_1=0,5$  А.

Два приблизительно равных равновесных заряда положительных ионов и отрицательных электронов ( $Q=240$  Кл) обеспечат их взаимную устойчивость при наличии дополнительной продольной потенциальной ямы в ловушке  $U=+50$  кВ для положительных ионов. Радиоактивность присутствующего в ловушке трития составит при этом  $R=52$  Ки.

Интенсивность потока генерируемых нейтронов будет равна  $N=3,1 \cdot 10^{19}$  с<sup>-1</sup> или 4,5 грамма нейтронов в сутки, которые могут обеспечить трансмутацию адекватных количеств долгоживущих ядер в стабильные нуклиды.

Накопитель-коллайдер ионов дейтерия и трития, генерирующий нейтроны, может быть использован как источник нейтронов для управляемого возбуждения безопасного подкритического ядерного реактора деления. При значении коэффициента подкритичности для управляемого реактора  $k=0,975$ , отвечающего существенно более высокой безопасности, чем безопасность критического реактора деления на тепловых нейтронах с регулировкой коэффициента размножения запаздывающими нейтронами, каждый нейтрон из накопителя-коллайдера, пропущенный предварительно через бериллиевый размножитель, вызовет около 50 новых нейтронов и столько же актов деления тяжелых ядер в реакторе. Коэффициент усиления мощности первичного пучка дейтронов и тритонов составит при этом  $G=15800$ , что позволит управляемому реактору производить 20 ГВт тепловой мощности.

Схема предлагаемого накопителя-коллайдера ядер дейтерия и трития, а также схема размещения последней ступени двухступенчатого подкритического ядерного реактора показана на рис.7.

Соленоидальная обмотка на магнитную индукцию  $B_0=0,7$  Тл выполнена в те-

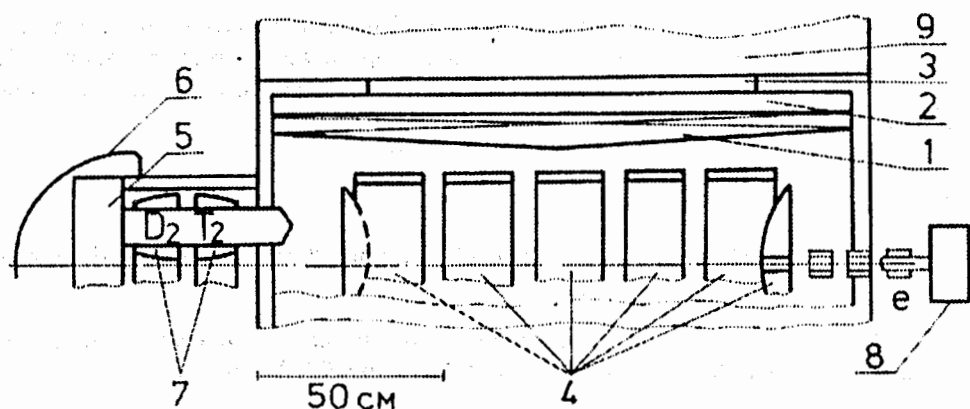


Рис. 7. Схема накопителя-коллайдера ионов дейтерия и трития для интенсивного производства нейтронов и схема размещения второй ступени подкритического ядерного реактора деления: 1 – соленоидальная токовая обмотка, 2 – железный магнитопровод панцирного типа соленоида, 3 – бериллиевый бланкет, 4 – мультипольная система электродов электростатического трехмерного октуполя, 5 – источник молекулярных ионов дейтерия и трития, 6 – терминал ускоряющего напряжения, 7 – электроды ускоряюще-фокусирующей системы, 8 – электронная пушка, 9 – первая ступень безопасного двухступенчатого подкритического ядерного реактора деления

плом варианте из алюминиевого проводника (для уменьшения активации нейтронами), охлаждаемого проточной водой, с отводом тепла в общий теплоприемник. Цилиндрические электроды октуполя, охлаждаемые водой, служат одновременно драйверами (стоками) для одного из конечных продуктов реакции слияния – ядер  ${}^4\text{He}$  с энергией 3,6 МэВ. Напряжение для ускорения ионов водорода формируется одноступенчатым повышающим трансформатором и выпрямителем. Ускоряющим напряжением для электронной пушки служит положительный потенциал торцевого чашечного электрода.

## 7. Заключение

Проведенное выше рассмотрение предложенного ранее [2] оригинального накопителя-коллайдера ионов дейтерия и трития, включающего в себя сверхточный ионный источник с высоким апертурным эмиттансом, систему постоянного во времени ускорения и жесткой фокусировки ионов, аналогичную известной системе высокочастотной квадрупольной фокусировки, практически безвозвратный накопитель-коллайдер ионов на основе соленоида с усиливающим фокусировку магнитным полем и электростатического октуполя, одновременно удерживающего как положительные ионы, так и компенсирующие положительный заряд электроны, с высоким апертурным и угловым акцептансом, с высокой эффективностью столкновения ядер

дейтерия и трития. показало, что нет оснований не начать эксперименты по проверке работоспособности метода в рамках заинтересовавшейся организации. Эти эксперименты не требуют сверхпроводящих магнитов, сверхвысоких напряжений и частиц больших энергий.

### Литература

1. N.I. Tarantin – JINR Preprint E13-2001-17, Dubna, 2001. Сокращенный вариант в *Hyper. Inter.* 2001, 132, p.443.
2. Н.И. Тарантин – В сб.: III Научный семинар памяти В.П. Саранцева. Дубна. 22–23 сентября 1999 г. Дубна, ОИЯИ, Д9-2000-69, 2000, с.180.
3. Dragt Alex J. – *Nucl. Instr. and Meth.*, 1990, v.A298, p.441.
4. N.I. Tarantin – *Intern. Journ. of Mass Spectr. and Ion Phys.*, 1980, v.36, p.167.
5. Н.И. Тарантин – Магнитные статические анализаторы заряженных частиц. Поля и линейная оптика. М.: Энергоатомиздат, 1986.
6. P.R. Sarma et al. – *Nucl. Instr. and Meth.*, 1999, v.A432, p.534.
7. B. Nash – SLAC-AP-136, 2000.
8. Н.И. Тарантин – Сообщение ОИЯИ P9-88-149, 1988, Дубна.
9. N.I. Tarantin – *Nucl. Instrum. and Meth.*, 1997, v.B126, p.392.
10. N.I. Tarantin – In: *Intern. Symposium Space Charge Effects in Formation of Intense Low Energy Beams*. Dubna, February 15-17, 1999, p.135.
11. Н.И. Тарантин – Официальный бюллетень Российского агентства по патентам и товарным знакам. Изобретения. Полезные модели. 2001, N4 от 10.02.2001.

## НОВЫЕ СХЕМЫ СИСТЕМ ДЛЯ ОБЛУЧЕНИЯ ЛЕЖАЩИХ ПАЦИЕНТОВ С РАЗНЫХ НАПРАВЛЕНИЙ ПУЧКАМИ ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

*М.М. Кац*

*Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва*

В работе предложены новые пространственные и оптические схемы систем для облучения с разных направлений лежащих пациентов пучками протонов и ионов углерода (ГАНТРИ). Во время облучения пациент лежит неподвижно на горизонтальном процедурном столе внутри медицинской кабины. В кабине выполнены все требования медиков к процессу облучения. Между порциями облучения кабина смещается в вертикальной плоскости на нужное направление пучка. Во вращаемых системах предложено выбирать оптимальное положения оси вращения магнитного оборудования и эффективное расстояние сканирования. Медицинская кабина вращается вокруг вращаемого магнитного оборудования. Показано, что по сравнению с любыми старыми системами новые системы имеют значительно меньший момент инерции всего вращаемого оборудования и поэтому они могут быть много проще в изготовлении и дешевле. Простая плоская система имеет поворот пучка только в вертикальной плоскости на углы менее 45 градусов. Медицинская кабина сдвигается только в вертикальном направлении. Эта система является компромиссной, дешевой и она занимает мало места. (В целях экономии места схемы пространственные систем для транспортировки ионов и оптические схемы всех систем опущены).

### **New Schemes of Systems for Lying Patient Irradiation by Beams of Heavy Charged Particles from Many Directions**

*M.M. Kats*

New spatial and optical schemes of systems for optimal patient irradiation by proton and carbon beams (GANTRY) were suggested. During the irradiation a patient lies without movement on the horizontal treatment couch in the medical room. Medical room satisfies all medical requirements. Between of the irradiation parts medical cabin shifts in the vertical plane to the beam direction. Rotated systems were founded on optimal choice of rotation axis position of magnetic equipment and on compromise choice of the effective SAD (Source-Axis Distance). Medical room is rotated in the vertical plane around the rotated magnetic equipment. In comparison with any old systems new systems have significantly less moment of inertia of all rotated equipment and therefore they can be much simple in fabrication and cheaper. Simple planar system has bend of the beam in vertical plane only by one magnet at any angles less 45 degrees. Medical room shifts only in the vertical direction. Therefore it is very small and cheap compromise system.

## 1. Введение

Системы, позволяющие облучать лежащего пациента с оптимального направления и с оптимальным распределением дозы по объему мишени (ГАНТРИ), являются необходимой частью современного центра радиационной терапии пучками тяжелых заряженных частиц [1-5].

Обычно в таких системах пучок частиц сначала отклоняют от исходного направления, а затем направляют обратно к исходному направлению пучка под углом  $90^\circ$  при помощи магнитного канала, который закреплен на жесткой объемной раме. Рама с прецизионной точностью вращается вокруг исходного направления пучка. Центр мишени располагается в той точке, которая может облучаться с разных пространственных направлений путем поворотов рамы вокруг исходного направления пучка. Для обеспечения наилучших условий вращения рамы все магниты на раме имеют противовесы. Для облучения наиболее глубоких мишеней (30 см) требуются пучки протонов с энергией 230 МэВ или ионов углерода с энергией 400 МэВ/нуклон. Радиусы поворотов пучков с такими энергиями в обычных магнитах с полем 1,6 Тл равны 1,5 м и 3,9 м, соответственно. Магнитный канал должен транспортировать без потерь пучки с заметным фазовым объемом. Расстояние между магнитами и мишенью должно быть порядка 1,5 м. Облучаемые мишени могут иметь поперечные размеры до 0,2 м  $\times$  0,2 м. Поэтому все известные подобные системы для транспортировки протонов имеют размеры и вес вращаемого оборудования порядка 10 м<sup>3</sup> и 100 т, а при транспортировке ионов размеры и вес систем будет значительно больше. Именно размеры, вес и цена систем оптимальной транспортировки пучка являются существенным препятствием для широкого внедрения терапии пучками протонов и ионов.

Цель настоящей работы состоит в поиске возможностей существенного удешевления подобных систем.

## 2. Вращаемые системы

### 2.1. Критерий сравнения систем для облучения

Предлагается сравнивать вращаемые системы (см. также [6]) по величине изгибающего момента всего вращаемого оборудования, рамы с магнитами и их противовесами, медицинской кабины и ее противовеса:  $K = \sum (M_i \times R_i) + M_{каб} \times R_{каб}$  [т $\times$ м]. Так как масса магнитов отражает их цену и мощность, а изгибающий момент связан с трудоемкостью изготовления вращаемой рамы, то фактически величина  $K$  характеризует цену наиболее дорогой части системы облучения при ее фиксированных свойствах. Величина  $K$  [т $\times$ м] приведена далее на всех подписях к рисункам пространственных схем.

### 2.2. Обзор современных систем для облучения

2.2.1 Система фирмы ИВА [5] изображена на рис.1. Эта система использует симметричный ахроматический пучок на входе, мишень располагается неподвижно в точке, называемой "изоцентром". Система фирмы ИВА может исполь-

зывать для распределения дозы по мишени и пассивный, и активный методы при помощи устройств, объединенных под термином NOZZLE. NOZZLE IBA содержит коллиматоры, фильтры, сканирующие магниты, ионизационные камеры и т.д. и располагается в этой системе в промежутке между последним магнитом и мишенью (3 м). Для активного распределения дозы по объему мишени в этой системе могут быть использованы сканирующие магниты, центр которых расположен на расстоянии 2,5 м от центра мишени. Это расстояние является важной характеристикой качества облучения и называется SAD (Source-Axis Distance) или РИО (расстояние источник-ось). Для краткости мы будем называть это расстояние Р.

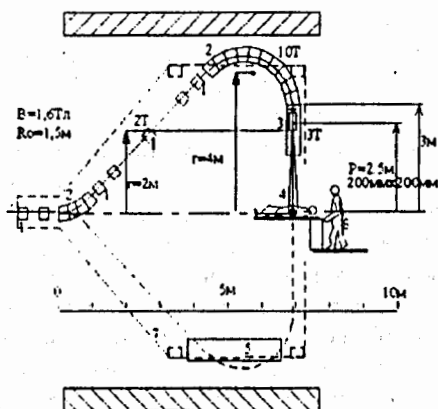


Рис.1. Схема системы фирмы IBA для облучения пучком протонов  
 $K = (10\text{т} \times 4\text{м} + 5\text{т} \times 2\text{м}) \times 2 = 100 \text{ т} \times \text{м}$

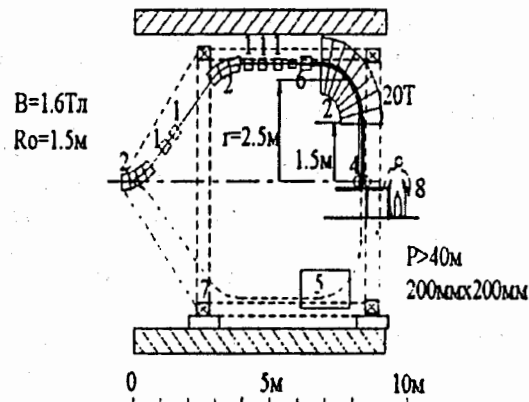


Рис.2. Система для облучения пучком протонов с "параллельным" ( $P > 40 \text{ м}$ ) сканированием мишени  
 $K = 20\text{т} \times 2,5\text{м} \times 2 = 100 \text{ т} \times \text{м}$

Условные обозначения для всех схем: 1 – магнитная квадрупольная линза, 2 – поворотный магнит, 3 – система раздачи пучка по объему мишени (NOZZLE), включающая в себя коллиматоры, фильтры, мониторы пучка и сканирующие магниты, 4 – пациент на процедурном столе, 5 – противовес, 6 – сканирующие магниты, 7 – вращаемая рама, 8 – медицинский работник в момент подготовки к облучению.  $B$  и  $R_0$  – максимальная индукция магнитного поля и радиус поворота пучка с максимальной энергией в этом поле,  $r$  – радиус вращения соответствующих магнитов или медицинской кабины

Такое расположение сканирующих магнитов не является оптимальным. Максимальный угол отклонения частиц в сканирующих магнитах может существенно превышать угловые размеры пучка, поэтому при сканировании центр сканирующих магнитов является эффективным источником расходящегося пучка. Чем ближе к мишени расположен этот "источник" (чем меньше величина  $P$ ), тем больше по сравнению с дозой  $D(x)$  на глубине  $x$  будет вредная доза  $D(0)$  на поверхности тела:  $D(0)/D(x) = P^2/(P-x)^2$ . Для оптимального облучения желательно обеспечить



смещение пучка "параллельно" направлению облучения или расположить сканирующие магниты на достаточно большом расстоянии от мишени (например, на расстоянии  $P > 40$  м).

Таким образом, существенно уменьшить габариты системы с неподвижным положением мишени при сканирующих магнитах, расположенных после поворотных магнитов, невозможно.

**2.2.2 В работе [6]** были описаны общие свойства вращательных "изоцентрических" систем с "параллельным" сканированием и с симметричным пучком на входе. Схема расположения магнитов и противовесов в такой системе для транспортировки пучков протонов показана на рис.2. Сканирующие магниты в этой системе расположены до последнего поворотного магнита, поэтому радиус вращения магнитов минимален.

В этой работе было показано, что размеры подобной установки зависят в основном от максимальной магнитной жесткости частиц (отношения импульса частиц к их заряду)  $P/Z$ . Для протонов, имеющих максимальную величину  $P/Z = 0.7$  ГэВ/с, диаметр вращаемой системы  $D = 8$  м (радиус вращения оси пучка 3 м), длина системы  $L = 8$  м. В той же работе было показано, что свойства последнего магнита и положение сканирующих магнитов можно выбрать так, чтобы при сканировании пучок смещался параллельно направлению облучения; что вес магнитов при сканировании в двух направлениях практически целиком сосредоточен в последнем магните; что этот вес зависит в основном от максимальных поперечных размеров поверхности облучаемой мишени (200 мм × 200 мм) и слабо зависит от фазового объема пучка. Вес, мощность и момент инерции такой системы определяются именно последним поворотным магнитом. Существенно улучшить эту схему невозможно из-за двух условий – неподвижное положение мишени и сканирование с "параллельным" сдвигом пучка. Очевидно, что в этих условиях системы транспортировки пучков и протонов, и особенно ионов углерода, являются также очень громоздкими и дорогими установками.

**2.2.3 Система PIMMS.** Одна из новых перспективных систем была предложена в 1999 году группой PIMMS, CERN [7]. Ее пространственная схема показана на рис.3. Система состоит из магнитного канала и "медицинской кабины", которые вращаются на одинаковый угол вокруг оси исходно подведенного пучка. Магнитный канал расположен близко к оси вращения, а "медицинская кабина" – на большем радиусе. "Медицинская кабина" – это комната со всеми обычными условиями для радиационного лечения. В этой комнате расположен обычный процедурный стол с горизонтально лежащим пациентом. При вращении кабины в пространстве кабина не меняет своей исходной ориентации, т.е. и пол кабины, и процедурный стол остаются горизонтальными. Вспомогательный лифт обеспечивает быстрый и удобный доступ в кабину медицинского персонала при любом положении кабины. Расположенные в кабине приборы и конструкция стола позволяют совместить центр мишени с пучком. Стол может поворачиваться вокруг вертикальной оси, проходящей через центр мишени, не нарушая горизонтального положения пациента. Кабина имеет тонкие стенки в направлениях облучения. В кабине также расположены приборы для наблюдения за пучком в процессе облучения. Кабина может перемещаться в вертикальной плоскости вдоль окружности с центром на оси подведенного пучка

так, что центр мишени всегда расположен именно на направлении повернутого в магните пучка. Таким образом, группой PIMMS была впервые предложена система с подвижной мишенью, но с реально комфортными для медиков условиями. (Надо отметить, что попытки рассмотрения и использования систем с подвижными мишенями были сделаны ранее [4,8-10], но не одобрялись медиками). Особенность магнитной оптики системы PIMMS заключается в использовании специфической транспортировки пучка от ускорителя к точке входа пучка в систему. Магнитный канал самой системы состоит из расположенных прямо на оси вращения нескольких квадрупольных линз, двух сканирующих магнитов и одного большого магнита (90°, зазор 200 мм×200 мм, вес 62 т, 0,8 МВт). Вход магнита расположен на оси подведенного пучка. Пучок после поворота в магните направлен в вертикальной плоскости к медицинской кабине. Так как магнит расположен достаточно близко к оси вращения, то его противовес весит всего 20 т и точное вращение рамы является не такой трудной задачей, как в описанных ранее системах.

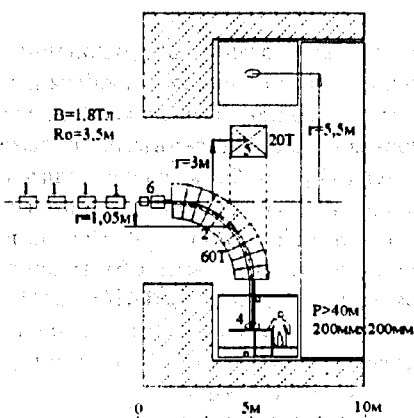


Рис.3. Система группы PIMMS для облучения пучком ионов углерода с "параллельным" сканированием мишени.  $K = (2 \times 5,5 \text{ м} + 60 \text{ т} \times 1,05 \text{ м}) \times 2 = 148 \text{ т} \times \text{м}$

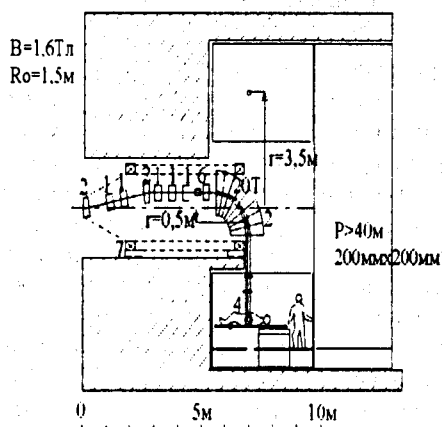


Рис.4. Система для облучения пучком протонов с оптимальным положением оси вращения магнитов и с "параллельным" сканированием.  $K = (2 \times 3,5 \text{ м} + 10 \text{ т} \times 0,5 \text{ м}) \times 2 = 24 \text{ т} \times \text{м}$

Размеры медицинской кабины могут быть оценены как: длина - 4 м и диаметр - 3 м. Полный вес медицинской кабины вместе с процедурным столом и приборами, с пациентом и с врачом оценивается в 2 т. По нашим оценкам величина  $K$  для системы PIMMS примерно в 3 раза меньше, чем для обычной системы с "параллельным" сканированием (рис.3).

Идеи группы PIMMS открывают новые возможности в разработке систем транспортировки. Ниже будут описаны несколько новых вариантов вращательных систем с использованием перемещаемых "медицинских кабин" и с обычным симметричным пучком на входе в систему.

### *2.3. Новые идеи конструирования систем транспортировки.*

Первая идея – оптимальный выбор положения оси вращения магнитного оборудования. Ось вращения должна проходить через центр инерции вращаемого магнитного оборудования. Вторая идея – компромиссный выбор расстояния сканирования  $R$ . В данной работе рассмотрены системы с расстояниями сканирования от 3 до 40 м. Третья идея – использование для совмещения центра пучка и центра мишени вместо точной и дорогой механики возможности коррекции направления пучка.

Благодаря использованию этих идей:

- вращаемая система может не иметь противовесов.
- последний магнит не всегда имеет большой зазор и вес.
- радиусы вращения всего магнитного оборудования уменьшены в несколько раз.
- два входных магнита имеют уменьшенные повороты.
- вращаемая рама и механизмы перемещения кабины не имеют жестких допусков.

При использовании этих идей изгибающий момент вращаемого оборудования  $K$  в предложенных системах будет существенно меньше по сравнению с любыми ранее описанными системами. Поэтому можно надеяться, что цена предложенных систем будет существенно снижена по сравнению с любыми ранее описанными системами.

Эти идеи были использованы при предварительной разработке систем для транспортировки пучков и протонов, и ионов при разных расстояниях сканирования. Магнитная оптика систем аналогична оптике, описанной в работе [6]. Все системы были рассчитаны на транспортировку пучков с любыми фазовыми объемами в интервале от 1 мм×мрад до 20 мм×мрад при помощи программы TRANSPORT [11]. Все системы рассчитаны на облучение мишеней с максимальными поперечными размерами 200 мм×200 мм (или более для систем с  $R = 3$  м). Далее приведены примеры пространственных схем подобных систем для протонов.

### *2.4. Вращательная система для пучков протонов с "параллельным" сканированием ( $R > 40$ м), с медицинской кабиной и с оптимальным положением оси вращения*

При вращении и магнитов, и медицинской кабины нет необходимости механически обеспечивать высокую точность попадания центра пучка в центр мишени. При условии, что деформации рамы при ее вращении находятся в пределах упругости, вполне достаточно обеспечить повторяемость положений рамы и медицинской кабины, периодически проверять ее, а необходимую точность попадания пучка в мишень ( $\sim 0,5$  мм) обеспечить соответствующей коррекцией направления пучка. Такой подход позволит существенно упростить изготовление вращаемого оборудования.

По сравнению системой ИВА (рис.1) и с обычными эксцентрическими системами с "параллельным" сканированием (рис.2) при том же "параллельном сканировании" величина  $K$  уменьшена в новых вариантах в 4–5 раз. Этот результат достигнут

за счет отсутствия противовесов и за счет малости радиусов вращения тяжелых элементов (примерно  $0,25 \times R_0$  вместо  $(0,7 \times R_0 + 1,5)$  м, где  $R_0$  – радиус кривизны траектории частицы с максимальной магнитной жесткостью в соответствующем магнитном поле).

Из рис.2 и 4 видно, что основной вращаемый вес (мощность, цена) сосредоточен по-прежнему в последнем поворотном магните и это – следствие параллельного сканирования, когда размер зазора равен максимальным поперечным размерам мишени. Но чем меньше может быть расстояние сканирования  $P$  (чем больше может быть допустимый угол отклонения пучка при сканировании от направления облучения), тем меньше может быть зазор и вес последнего магнита.

Чтобы оценить возможное уменьшение  $K$ , рассмотрим сначала вариант системы с минимально допустимой величиной  $P = 3$  м, а затем вариант системы с величиной  $P = 7$  м.

### *2.5. Вращательная система для пучка протонов с $P = 3$ м, с медицинской кабиной и с оптимальным положением оси вращения*

Предлагается расположить сканирующие магниты сразу за последним поворотным магнитом, а мишень отодвинуть от сканирующих магнитов на расстояние 3 м. Такая система для пучка протонов имеет возможность использовать именно те устройства раздачи пучка по мишени, которые для этих целей были разработаны в фирме ИВА, то есть иметь возможность использовать для раздачи пучка по мишени и старую технику с использованием "рассеивателей" и коллиматоров, и новую технику сканирования. Важно отметить, что в новой системе процесс сканирования не затрагивает последний поворотный магнит и поэтому его размеры зависят только от фазовых размеров пучка и не зависят от максимальных поперечных размеров мишени. Поэтому последний магнит, который в предыдущих вариантах систем определял их свойства, может быть существенно легче и дешевле. Одновременно максимальные размеры мишени могут быть 300 мм × 300 мм. Надо отметить, что для оптимальной фокусировки пучка в системах, где мишень значительно отодвинута от последнего магнита (см. рис.5 и рис.6), полезно использовать возможности деления последнего магнита по длине на части с различными градиентами магнитного поля.

Согласно нашим оценкам, величина  $K$  для протонной системы с  $P = 3$  м примерно в 5 раз меньше, чем для аналогичной системы фирмы ИВА (см. рис.1) или для системы с параллельным сканированием (см. рис.2).

### *2.6. Вращательная система для пучка протонов с $P = 7$ м, с медицинской кабиной и с оптимальным положением оси вращения*

Следующий вариант системы облучения является компромиссом между величиной  $P$  и возможным удешевлением вращаемого оборудования. Предлагается между сканирующими магнитами и мишенью поместить лишь небольшой (по поворотному углу) магнит. Этот магнит будет иметь увеличенное сечение магнитного зазора,

но размеры его зазора будут существенно меньше, чем размеры мишени. На рис.6 изображена пространственная схема системы с  $P = 7$  м для пучка протонов.

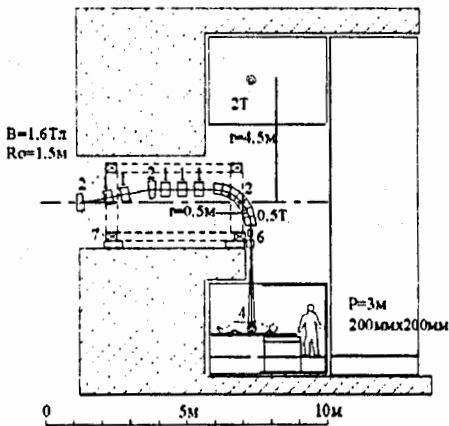


Рис. 5. Система для пучка протонов с медицинской кабиной (с оптимальным положением оси вращения магнитов) и с  $P = 3$  м.

$$K = (2T \times 4,5м + 2T \times 0,5м) \times 2 = 20 \text{ т} \times \text{м}$$

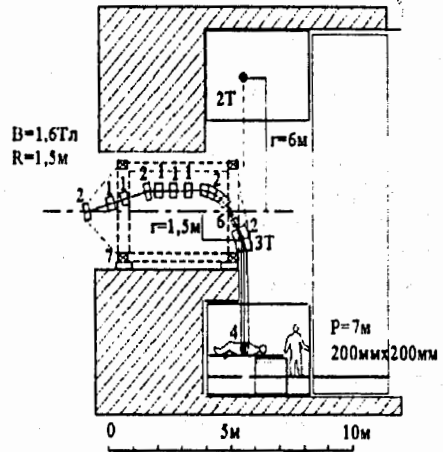


Рис. 6. Система для пучка протонов с медицинской кабиной (с оптимальным положением оси вращения магнитов) и с  $P = 7$  м.

$$K = (2T \times 6м + 3T \times 1,5м) \times 2 = 33 \text{ т} \times \text{м}$$

Отметим, что в таких системах качество сканирования близко к оптимальному, однако если величина  $K$  для системы транспортировки пучка ионов углерода по нашим оценкам примерно в 2,5 раза меньше, чем для системы PIMMS (рис.2) и в 1,5 раза меньше, чем в системе со смещением оси и параллельным сканированием (рис.4), то применение подобной идеи для транспортировки протонов согласно введенному критерию кажется бесполезным из-за доминирующего влияния кабины.

Безусловно, все приведенные выше схемы и оценки их свойств являются предварительными. Однако очевидно, что предложенные новые схемы вращательных систем позволяют надеяться на сокращение цены вращаемого оборудования по сравнению с любыми старыми проектами во всех вариантах.

### 3. "Простая плоская система"

#### 3.1. В чем смысл обычного ГАИТРИ и предлагаемого решения

Обычно система для облучения позволяет оптимально проводить облучение с ЛЮБЫХ по отношению к пациенту пространственных направлений ( $4\pi$ ). Это достигается за счет поворотов вокруг горизонтальной оси рамы с магнитной системой и за счет поворотов процедурного стола вокруг вертикальной оси при условии, что обе оси проходят через центр мишени. Но реально далеко не всегда при планировании облучения используются все пространственные направления (например, в госпитале города Лома-Линде (США, Калифорния) [12] универсальные системы

для облучения с любых направлений при терапии очень распространенного заболевания простаты часто используются для облучения лишь в двух горизонтальных направлениях).

В данной работе в целях принципиального упрощения и удешевления системы предлагается наряду с использованием медицинской кабины со стандартным процедурным столом пойти на некоторые компромиссы. Главный из них – это ограничение диапазона доступных направлений облучения углами в пределах, например,  $|\varphi| < \pm 45^\circ$  к горизонтальной плоскости. (Аналогично сделано в работе [13]).

На рис.7 схематически показаны контуры пациента (эллипс), процедурного стола, мишени и доступные для облучения направления с ограничением по углу их наклона к горизонтальной плоскости. Штриховка иллюстрирует телесный угол доступных пространственных направлений облучения. Этот телесный угол зависит от ограничивающего угла  $\varphi$ , как  $4\pi \sin(\varphi)$ .

Таким образом, ограничение направлений облучения по углу наклона к горизонтальной плоскости пределами  $|\varphi| < \pm 45^\circ$  градусов соответствует уменьшению телесного угла доступных пространственных направлений до  $2,8\pi$ . Несомненно, отсутствие возможностей облучения из верхнего и нижнего конуса является по сравнению с обычными ГАНТРИ существенным дефектом предлагаемой системы, однако ее конструкция становится настолько проще и занимает она в этом случае так мало места в здании, что такой компромисс кажется вполне оправданным. (Для перекрытия всех пространственных направлений в работе [13] было предложено облучать пациента или в лежачем, или в сидячем положении.)

### 3.2. "Простая плоская система" для протонов

Пространственная схема магнитного оборудования предложенной "простой плоской системы" очень похожа на схему оборудования, которое стоит на обычном "горизонтальном пучке". Оно состоит из неподвижно расположенных на оси подвешенного пучка триплета квадрупольных линз, двух сканирующих магнитов. Дополнительно используется один магнит с большим зазором и медицинская кабина. Магнит поворачивает пучок в вертикальной плоскости на любой угол  $\omega$ , с ограничением  $|\omega| \leq \omega_{max}$ . Медицинская кабина с горизонтальным процедурным столом и лежащим на нем пациентом смещается только в вертикальном направлении.

Для примера на рис.8 изображена схема подобного оборудования, рассчитанного на отклонение протонного пучка ( $P/Z \leq 0,7$  ГэВ/с) от горизонтальной плоскости на углы до 45 градусов. При расчетах предполагалось, что пучок имеет фазовый объем, характерный для медленного вывода из синхротрона ( $X \times X' = Y \times Y' = 6$  мм×мрад), а разброс частиц в пучке по импульсам равен  $dP/P = \pm 0,1$  %). Система рассчитана на сканирование мишени с максимальными поперечными размерами 200 мм×200 мм пучком с диаметром пятна от 5 до 10 мм.

Магнит имеет расширяющийся в плоскости поворотов зазор, размеры которого зависят от максимального угла поворота и максимальных размеров мишени. В описываемой системе длина зазора 1,15 м, ширина зазора меняется в пределах от 0,3 м до 1,3 м, высота зазора 0,16 м. Максимальное магнитное поле 1,6 Тл, магнитное поле не имеет градиента, максимальная мощность магнита не превосходит 150 кВт.

вес магнита порядка 30 т. Пучок входит в магнит нормально к прямому срезу полюса. Выходной край полюсов магнита имеет форму окружности с центром в точке входа пучка в магнит и с радиусом, равным длине магнита 1,15 м. Выходной угол между направлением пучка и нормалью к полюсу равен половине угла поворота пучка в магните. Это означает, что при отклонении пучка магнит окажет слабое фокусирующее действие на пучок в обеих плоскостях.

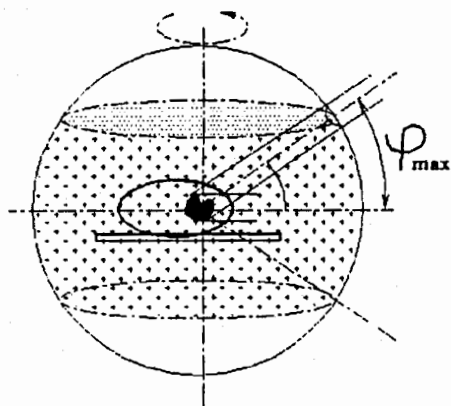


Рис. 7. Схема облучаемой мишени и доступных направлений облучения в предлагаемой системе

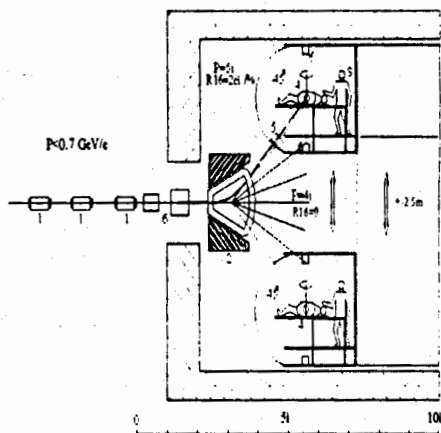


Рис. 8. Пространственная схема "простой плоской системы" с углами облучения до  $\pm 45^\circ$  для пучков протонов

Медицинская кабина имеет габариты порядка 4 м × 3 м × 4 м. В зоне ввода пучка она имеет тонкую переднюю стенку. Контролирующие пучок приборы передвигаются на направление пучка внутри кабины параллельно тонкой стенке. Медицинский персонал может войти в кабину при любом ее положении при помощи вспомогательного лифта, примыкающего к задней или боковой стенке кабины.

Надо отметить несколько особенностей магнитной оптики этой системы. Первая – поворот пучка в магните влияет и на фокусировку и на условия сканирования. Это свойство канала приводит к необходимости заложить в память управляющей ЭВМ информацию обо всех параметрах канала не только для всех значений импульсов частиц, но и для всех полезных направлений облучения. Вторая особенность системы по сравнению с обычными вращаемыми системами [6] состоит в том, что линейная дисперсия пучка на мишени зависит от направления облучения и никак не компенсируется. Ее вклад  $dY$  в вертикальный размер пучка  $Y$  пропорционален углу поворота пучка в магните  $\varphi$ , расстоянию от центра поворота до мишени  $L$  и разбросу частиц в пучке по импульсам  $dP/P$ :  $dY = L \times \varphi \times dP/P$ . Это означает, что вертикальный размер пятна пучка на мишени зависит не только от фазовых размеров пучка, но и от направления облучения. Поэтому если надо сканировать мишень пучком с малыми размерами, то подобную систему допустимо использовать только при таком медленном выводе пучка из синхротрона, при котором пучок

имеет незначительный разброс частиц по импульсам, например,  $dP/P = \pm 0,1\%$ . Для плоской простой системы, изображенной на рис.2, линейная дисперсия пучка меняется от нуля для горизонтального направления облучения до  $2\text{ см}/\%$  для направлений облучения  $< 45$  градусов. Третья особенность данной оптики – это невозможность сканирования "параллельным" пучком. При выбранной форме полюсов магнит в случае поворота пучка имеет слабую фокусировку в обеих плоскостях и величина  $P$  меняется в предложенной системе в зависимости от направления пучка в пределах от 4 до 5 м (см. рис.8). Скругленная форма выходного края магнита оказывает дефокусирующее действие, пропорциональное квадрату ширины пучка в этом месте и расстоянию до мишени и обратно пропорциональное длине магнита. По нашим оценкам это действие будет небольшим. Дополнительно надо учитывать, что при сканировании мишени с максимальными размерами надо вводить поправку на нелинейность отклонения пучка в вертикальной плоскости.

### 3.3. Анализ свойств "простой плоской системы"

Предложенная система использует один вертикальный поворот пучка и медицинскую кабину. Все магнитные элементы системы неподвижны. Размеры "простой плоской системы" в любых вариантах меньше, чем в любых вращаемых системах. Такая система не обеспечивает всех направлений облучения ( $4\pi$ ), но диапазон доступных направлений достаточно велик ( $2,8\pi$ ). Увеличение максимального угла поворота пучка в магните для увеличения диапазона доступных направлений приводит к увеличению размеров и мощности магнита, и к более сильной зависимости качества фокусировки от направления. Однако качество фокусировки может быть в принципе улучшено применением специфической транспортировки пучка от ускорителя к системе облучения [7].

Система может быть использована для транспортировки пучков с большим фазовым объемом (например,  $12\text{ мм}\times\text{мрад}$ ), но увеличение  $dP/P$  приводит к увеличению вертикального размера пучка на мишени при больших углах поворота. Надо отметить, что в случае использования пучков с аномально малыми размерами (поперечные фазовые размеры порядка  $1\text{ мм}\times\text{мрад}$ ,  $dP/P < 10^{-3}$ ), которые могут быть получены после вывода протонного пучка из синхротрона Н- на перезарядке или после медленного вывода из синхротрона с электронным охлаждением пучка, "простая плоская система" может работать особенно успешно и позволяет увеличить углы поворота в магните.

Таким образом, описанная выше "простая плоская система" является компромиссом между свойствами системы и ее ценой. Она не является универсальной оптимальной системой транспортировки пучка к мишени, однако использование "простых плоских систем" в практике протонной и ионной терапии кажется очень полезным.

## 4. Выводы

В работе предложены и кратко описаны несколько новых вращательных и плоских систем для транспортировки пучков протонов и ионов углерода к горизон-



тально лежащему пациенту. (В целях экономии места пространственные схемы систем для транспортировки ионов и оптические схемы всех систем опущены). Эти системы используют перемещаемую в пространстве медицинскую кабину и стандартный симметричный пучок на входе.

Предложенные вращательные системы для облучения лежащих пациентов выполняют все требования медиков. По нашему мнению они дешевле, чем все описанные ранее системы, и могут быть рекомендованы для более подробного исследования и использования в будущих проектах.

Предложенная "простая плоская система" отличается от оборудования обычного горизонтального канала лишь одним дополнительным магнитом и медицинской кабиной. Эта система не претендует на универсальность, но может заменить обычные вращательные системы для большой доли пациентов и существенно расширить возможности "горизонтальных пучков". Система обладает малыми размерами и ценой. "Простая плоская система" может позволить без больших капитальных затрат провести первые опыты по облучению пациентов ионами с разных направлений.

Внедрение компромиссных "простых плоских систем" в практику протонной и ионной терапии кажется вполне оправданным.

В будущем можно ожидать разных модификаций предложенных в данной работе вращаемых и плоских систем.

В проектируемых центрах протонной и ионной терапии в целях повышения их эффективности полезно предусматривать на базе одного ускорителя несколько вращательных и несколько плоских систем.

## 5. Благодарности

Автор весьма признателен М. Pullia за информацию о разработках группы PIMMS (CD). Ю.М. Антипову, В.М. Брееву, В.Л. Васильеву, А.Ю. Константинову, Е.П. Миновой, Б.В. Рождественскому, Т.Г. Ратнер за полезные обсуждения и советы.

## Литература

1. W. Cho et al. Performance specifications for proton medical facility. LBL-33749. 1993.
2. В. Хорошков и др. Принципы построения современных госпитальных центров протонной лучевой терапии на базе специализированных медицинских ускорителей. – Труды совещания по ускорителям, Протвино, 2000.
3. PARTICLES 26, p.10-11, 6.2000.
4. E. Pedroni. Latest developments in proton therapy. – Proc. EPAC'2000, Viena, 2000.
5. P. Cohilis, Y. Jongen. The IBA cyclotron-based system. "The design of compact proton accelerators". TERRA, Italy, 1996.
6. M. Kats. Study of GANTRY optics for proton and carbon ion beams. – Proc. EPAC' 1998, sep03. Stockholm, 1998.

7. P. Bryant (ed). PIMMS-Proton-Ion Medical Machine Study. – CERN-2000-006 and CD.
8. М. Кац, К. Оносовский. Два варианта плоской гибкой системы для облучения лежащего пациента протонным пучком с разных направлений. – ПТЭ, в.37, N 4. стр.489-493. Москва, 1994.
9. М. Кац, К. Оносовский. Простая компактная гибкая система для облучения лежащего пациента протонным пучком с разных направлений. – ПТЭ, в.39, N 1. стр.147-149. Москва, 1996.
10. В. Astrakhan. AntyGANTRY. – PTCOG 10.1999; PARTICLES 26, p.10-11, 6.2000.
11. Н. Brown et al. TRANSPORT CERN 80-04, 1980.
12. J. Slater et al. Development of hospital-based proton beam treatment center. – Int. J. Radio. Oncol. Biol. Phys (14)761, 1988.
13. М. Pavlovic. Oblique GANTRY. – NIM. A434. (1999), p.454-466.

# ИССЛЕДОВАНИЯ ОДНОЭЛЕКТРОДНОГО ИМПУЛЬСНОГО ВЧ-РАЗРЯДА КАК ИСТОЧНИКА ВОЗБУЖДЕНИЯ ДЛЯ АТОМНО-ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

*С.И. Тютюнников, В.Н. Шалипин*

*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна*

Приводятся результаты исследований одноэлектродного импульсного ВЧ-разряда как источника возбуждения спектров для анализа состава газов, жидкостей и твердых тел. Параметры генератора следующие: средняя ВЧ- (40 МГц) мощность 150 Вт, частота повторения импульсов 1–200 кГц, длительность импульса 2–300 мкс. Показано, что при использовании рабочего газа Ar и специально сконструированных горелок в разряде достигается плотность электронов  $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , а температура возбуждения  $\sim 6300 \text{ К}$ . При этом предел обнаружения таких элементов, как Ca, Cu, Fe, K, Na, Mg, Mn, Pb, Sr, Zn, составляет  $\sim 100 \text{ мкг/л}$ . Расход плазмообразующего газа  $\sim 0,5 \text{ л/мин}$ . Градуировочные графики линейны в области концентраций  $100 \text{ мкг/л} - 100 \text{ мг/л}$ . Стабильность сигналов в пике на уровне 2%.

## The Investigations of One-Electrode Impulse RF Discharge as an Excitation Source for Atomic Emission Spectroscopy

*S.I. Tyutyunnikov, V.N. Shaliapin*

The results of the investigations of one-electrode impulse RF discharge as spectra excitation source for the analysis of composition of gases, liquids and solids are represented. Parameters of the generator are: average RF (40 MHz) power 150 W, frequency of pulses repetition 1–200 kHz, duration of a pulse 2–300  $\mu\text{s}$ . It is shown, that by using of support gas argon (Ar) and specially designed torches the electron density  $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  and temperature of excitation  $\sim 6300 \text{ K}$  are achieved. The detection limit of such elements, as Ca, Cu, Fe, K, Na, Mg, Mn, Pb, Sr, Zn, is about  $\sim 100 \text{ }\mu\text{g/L}$ . The flow rate of Ar was  $\sim 0,5 \text{ L/min}$ . The calibration diagrams are linear in the range of the element concentration  $100 \text{ }\mu\text{g/L} - 100 \text{ mg/L}$ . Stability of the peak signals was at 2% level.

### 1. Введение

В настоящее время для атомно-эмиссионного анализа состава веществ широко используются источники возбуждения спектров (ИВС) излучения на основе индук-

тивно-связанной плазмы (ИСП) [1,2]. ИВС на основе ИСП имеет ряд несомненных преимуществ по сравнению с дуговыми, искровыми и лазерными источниками. Однако он имеет и значительные недостатки.

1. Необходимо использовать очень сложный высокочастотный (ВЧ) генератор высокой (несколько киловатт) мощности.
2. Большой расход дорогостоящего плазмообразующего газа аргона ( $\approx 20$  л/мин).
3. Высокая стоимость прибора и анализа.

В данной работе для элементного анализа веществ предлагается использовать новый тип ИВС на основе импульсного одноэлектродного самостабилизирующегося ВЧ-разряда с автомодуляцией (ОВР) [3] с целью значительного сокращения средней ВЧ-мощности, уменьшения расхода аргона и понижения стоимости прибора по сравнению с ИВС на основе ИСП. Предполагается, что аналитические параметры ИВС на основе ОВР не будут существенно отличаться от ИСП.

## 2. Эксперимент. Методика и измерение физических параметров разрядной плазмы

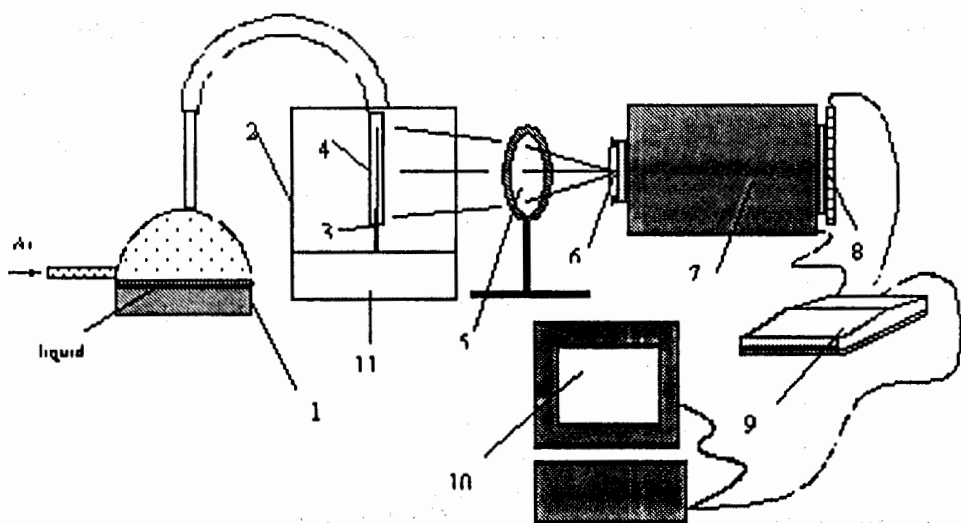


Рис. 1. Схема эксперимента

Основные параметры генератора: средняя ВЧ-мощность - 150 Вт, высокое напряжение - 3 кВ, размеры - 25×30×20 см, длительность импульса генератора - 2-300 мкс, частота повторения импульсов от 1 Гц до 200 кГц. Схема эксперимента представлена на рис.1. Формирование разряда осуществляется как в стационарных условиях (например, в воздухе), так и в потоке различных плазмообразующих газов. Газ (как правило, Ar) подавался в разряд через кварцевую трубку (4) диаметром 4 мм. Трубка помещалась непосредственно на высоковольтный электрод

(3) генератора (11), изготовленного из металлического цилиндра диаметром 3 мм с заостренным концом. Разряд формировался в камере из нержавеющей стали (2) для защиты регистрирующей аппаратуры от  $\beta$ -излучения. Оптическое излучение из области разряда фокусировалось кварцевой линзой (5) на входную щель (6) спектрометра S3804 (7) (фирма "Солар ТИИ", Белоруссия – Япония, программное обеспечение PCILINE той же фирмы). Спектрометр включает 4 сменные дифракционные решетки с рабочей областью по длинам волн 200–1100 нм и разрешением до 0.1 нм. Детектором (8) являлась 2048-элементная ПЗС-линейка с размером пикселей  $14 \times 200$  мкм. Сигнал с детектора через интерфейс (9) подавался на персональный компьютер (10). Расход аргона составлял 0.4–0.6 л/мин.

Аналитические возможности ИВС определяются двумя физическими параметрами: температурой возбуждения –  $T_e$  и плотностью электронов плазмы –  $n_e$ , которые измерялись классическими плазменными методами:  $T_e$  определялась по соотношению интенсивностей линий гелия  $HeI$ , водорода  $H$ ,  $ArI$  и меди  $CuI$  (уравнение Больцмана [5]);  $n_e$  – по ширине линии бальмеровской серии линий водорода  $H_\beta$  (рис.2) и  $ArI$  [5] (штарковское уширение).

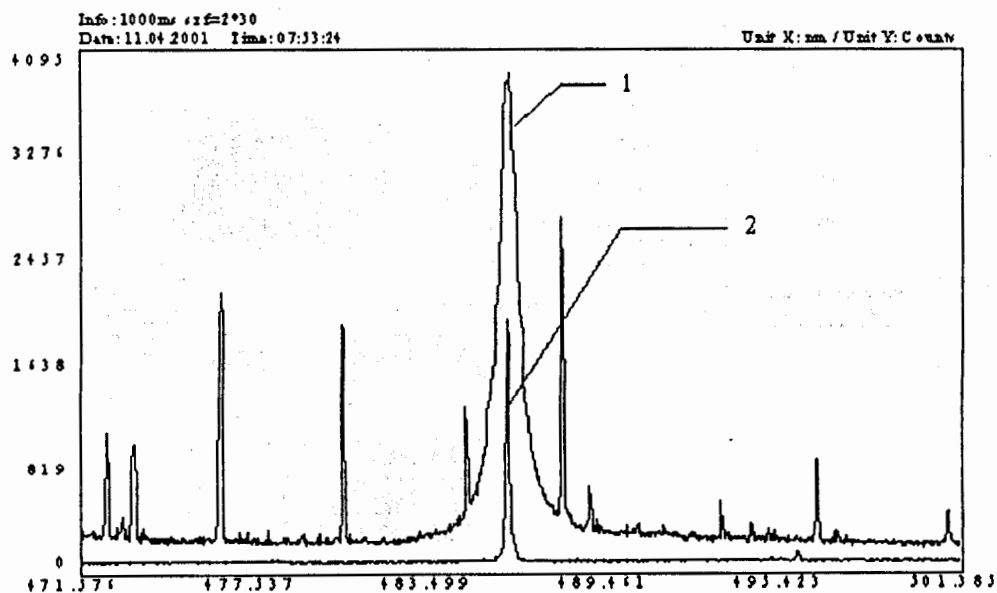


Рис. 2. Спектры излучения с линиями  $H_\beta$  (1 –  $H_\beta$  с максимальной шириной, 2 –  $H_\beta$  с минимальной шириной)

Было получено, что максимальные значения  $T_e$  и  $n_e$  составляют:  $T_e = (6300 \pm 1000)$  К, а  $n_e = (1.05 \pm 0.2)10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Значения этих параметров близки к параметрам плазмы ИВС на основе ИСП. В экспериментах также определялась зависи-

мость  $n_e$  от  $f$  (рис.3). Эта зависимость имеет четкий максимум при  $f = 5$  кГц. В отличие от  $n_e$ ,  $T_e$  практически не зависит от частоты  $f$  и составляет  $T \sim 6000$  К.

Спектры излучения ОВР-плазмы аналогичны спектрам ИСП-источников. При этом линий излучения, соответствующих материалу электрода, не наблюдается (при соответствующем подборе фокусировки излучения).

### 3. Эксперимент. Определение аналитических параметров

С целью определения аналитических характеристик ИВС на основе ОВР и исследования параметров разрядной плазмы были разработаны системы ввода в разряд веществ в газовой и жидкой фазах. Рабочий газ  $Ar$  служил двум целям:

1. Пространственно-временная стабилизация разряда;
2. Подача в область разряда исследуемого газа (эжекторный насос) или жидкости (ультразвуковой распылитель (1), рис.1).

#### 3.1. Анализ газов

С целью использования прибора в качестве газоанализатора были проведены измерения по контролю состава атмосферы в изолированных помещениях (так называемые "чистые комнаты" для радиоэлектронной промышленности). По заданию заказчика контролировалось содержание углекислого газа  $CO_2$  и кислорода  $O_2$ . Поиск удобных спектральных интервалов регистрации и калибровка прибора по абсолютным значениям концентраций осуществлялась введением в разряд чистых газов  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $CO_2$ . Линейность чувствительности проверялась путем разбавления исследуемого газа до нужной концентрации.

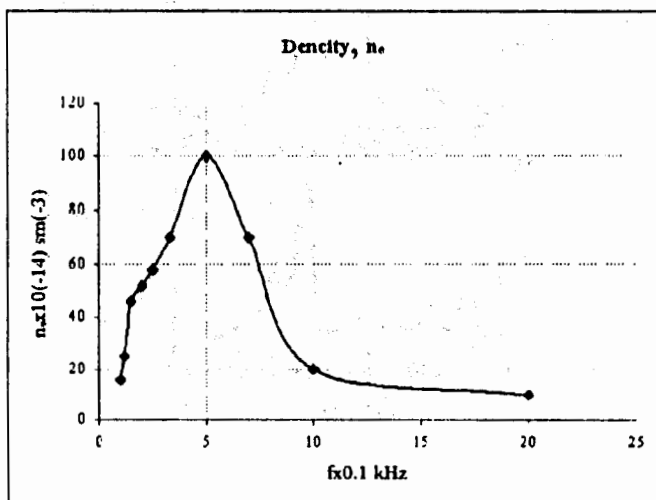


Рис. 3. Зависимость плотности электронов  $n_e$  от частоты повторения импульсов  $f$

В измерениях было обнаружено, что излучения молекулярных газов  $N_2$ ,  $CO_2$  практически совпадают. При этом в атмосфере при нормальных условиях содержится 78%  $N_2$  и всего лишь 0,03%  $CO_2$ . Однако был найден спектральный интервал в районе 385 нм (рис.4), где удалось достичь порогового уровня чувствительности прибора ( $0,05 \pm 0,015$ )%  $CO_2$ . Для измерения концентрации  $O_2$  было выбрано излучение атомарного кислорода  $OI$  с длиной волны 775,5 нм.

Было получено, что сигнал выходит на постоянный уровень через 5 минут после включения всех систем прибора. После этого стабильность уровня сигнала сохраняется на уровне 2% в течение 3 часов работы. Измерения проводились в помещении объемом 8 м<sup>3</sup> в присутствии 2 человек.

На рис.5 показаны графики изменения концентраций  $CO_2$  и  $O_2$ . В начальный момент времени система вентиляции отключена. В течение 30 минут концентрация  $CO_2$  увеличивается до ( $0,3 \pm 0,03$ )% (предельно допустимая 0,5%), концентрация  $O_2$  падает с 21% до ( $20,5 \pm 0,1$ )%. При включении вентиляции в момент  $t = 30$  мин атмосфера в комнате восстанавливается через 1 мин и сохраняется в течение всего времени контроля (3 часа).

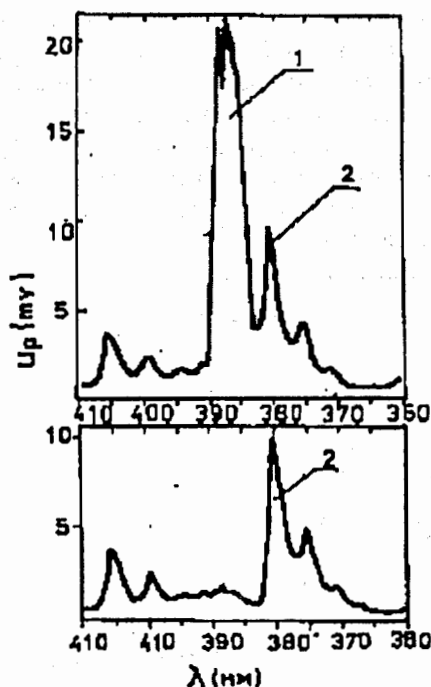


Рис. 4. Участок спектра излучения: 1 – полоса излучения  $CO_2$ , 2 – полоса излучения  $N_2$

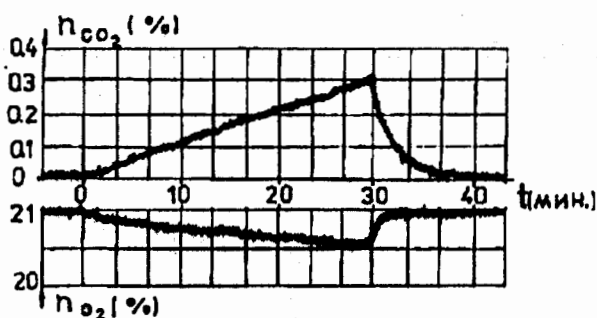


Рис. 5. Изменение концентраций  $CO_2$  и  $O_2$

### 3.2. Анализ жидкостей

При анализе жидкостей калибровочные растворы готовились по стандартной методике, принятой в ИСП-спектроскопии [4].

На рис.6 показан спектр излучения при инъекции в разряд водопроводной воды с добавкой свинца 10 мг/л. время экспозиции 100 мс. По интенсивностям пиков было получено, что концентрация  $Fe$  примерно в 3 раза превышает предельно допустимую по санитарным нормам для питьевой воды. Концентрация  $Mg$  примерно в 10 раз меньше, чем в минеральной воде "Кашинская". Фильтрация воды через стандартные фильтры типа "Барьер" приводит к уменьшению концентрации как полезных, так и вредных элементов на 80%.

В экспериментах было показано, что пределы обнаружения элементов:  $Ca, Sr, K, Na, Fe, Pb, Mg, Mn, Zn$  в различных водных растворах составляют  $\sim 100$  мкг/л. Использование детектора с большим размером ячеек и с охлаждением, а также применение согласованной оптики позволит понизить предел детектирования минимум на два порядка.

Было получено также, что градуировочные графики при измерении составов жидкостей линейны в диапазоне концентраций элементов 100 мкг/л – 100 мг/л.

Отметим также, что ВЧ-мощность вкладывается в гораздо меньший объем плазмы (диаметр плазменного шнура 0,2 мм), чем ИСП (диаметр 2 см), при этом удельная импульсная ВЧ-мощность достигает 10 кВт.

### 4. Выводы

1. Показано, что аналитические свойства нового ИВС на основе ОВР приближаются к ИВС на основе ИСП.
2. ИВС на основе ОВР имеет ряд потребительских преимуществ по сравнению с ИВС на основе ИСП:
  - Средняя мощность ВЧ-генератора – 150 Вт.
  - Расход плазмообразующего газа (аргон Ar) – 0,5 л/мин
  - Низкая стоимость прибора и анализа.



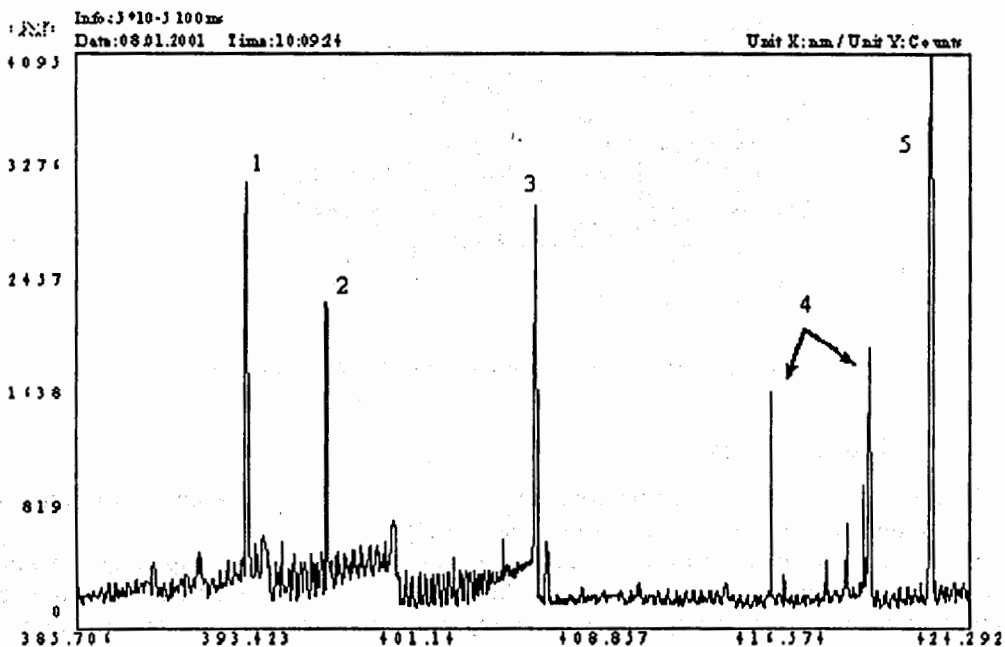


Рис. 6. 1,2 - *FeI*; 3 - *PbI*,  $\lambda = 405,78$  нм; 4 - *ArI*; 5 - *CaI*

Мы благодарим В.Ф. Сорочана и В.Д. Коначевского за финансовую поддержку работы, а также А.С. Тоболкина за полезные обсуждения.

### Литература

1. J.R. Garbarino, H.E. Taylor. - Applied Spectroscopy, 33, 3 (1975), p.220-226.
2. J. Nolte and PerkinElmer. - Application Note, D-6254 (1999), p.1-7.
3. А.С. Тоболкин. - Патенты Российской Федерации, 7 (1995), p.233.
4. J.A. Morales et al. - Spectrochimica Acta, Part B, 53 (1998), p.685.
5. R.K. Winge, V.J. Peterson and V.A. Fassel. - Applied Spectroscopy, 33, 3 (1979), p.207.

## ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ЭЛЕКТРОЯДЕРНОЙ УСТАНОВКИ

*А.В. Карпухин, Н.М. Лустов, А.А. Мальцев, М.А. Мальцев,*

*М.В. Маслова-Гусакова, В.А. Степаненко, А.Г. Федунов*

*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна*

*А.Р. Кузьмичев*

*Челябинский государственный технический университет*

*А.И. Мельникова*

*Госстандарт РФ, Москва*

Представлен комплекс детектирующих устройств, предлагаемый для коррелированных измерений основных параметров и характеристик быстропротекающих ( $t=1$  мкс) электроядерных и трансмутационных процессов в ядерно-энергетической установке. Комплекс содержит оптико-электронные и спектрометрические детектирующие системы, работающие в режиме реального времени на линии с ЭВМ.

### The Measuring Complex of Electronuclear Installation

*A. V. Karpukhin et al.*

The automated complex of detection of devices, intended for correlated measurements of basic parameters and characteristics of high-speed ( $t=1$  mks) electronuclear and transmutation processes in subcritical electronuclear reactor, connected with proton accelerator, is described. The complex includes the optic-electronic and the spectrometer detecting systems, working in a mode of a real time on line with the computer.

Основная цель данной статьи – показать перспективность научных направлений, разработанных под руководством В.П.Саранцева, в частности - инфракрасной ускорительной диагностики, которая может найти применение при исследовании электроядерного способа получения энергии.

Утилизация новых и накопившихся радиоактивных отходов атомной промышленности, энергетики, включая шлаки тепловых электростанций и металлургического производства, использующих каменный уголь, – одна из актуальных проблем современности [1].

В Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ) давно ведутся работы по поиску, изучению и исследованию экологически чистых и безопасных способов получения атомной энергии и перевода радиоактивных изотопов в нейтральные. В настоящее время прорабатываются проекты создания на базе протонных ускорителей

телей ОИЯИ синхрофазотрон-нуклотрон [2] и фазотрон [3] ядерно-энергетических установок, способных обеспечить моделирование электроядерного способа получения энергии и изучение эффекта деления долгоживущих трансурановых нуклидов, с целью их нейтрализации (перевода в короткоживущие).

Важное место в этих проектах отводится диагностическому комплексу, предназначенному для контроля и автоматического управления установкой благодаря коррелированным измерениям различных излучений (инфракрасных, рентгеновских, гамма-). Эти излучения характеризуют основные параметры пучков заряженных частиц и особенности процессов, которые протекают в подкритическом реакторе, сопряженном с протонным ускорителем.

Сложность проблемы состоит в том, что измерения необходимо вести на выходе протонного пучка из ускорительного канала и внутри конструкции сборки реактора, в экстремальных условиях высокого уровня постоянных и импульсных электромагнитных, радиационных и тепловых помех. Это требует развития существующих [4] и разработки новых методов диагностики, преимущественно дистанционных, неразрушающих, бесконтактных, не влияющих на работу установки и на исследуемые быстротекающие процессы. К таким новым методам можно отнести методику синхротронной инфракрасной невозмущающей ускорительной диагностики [5], впервые разработанную в ОИЯИ, хорошо себя зарекомендовавшую в физических экспериментах и способную обеспечить контроль температуры и тепловыделения (т.е. электроядерного энерговыделения) в условиях высокого уровня тепловых, радиационных и электромагнитных импульсных и постоянных полей.

Для проведения исследований по программе изучения механизма энерговыделения и трансмутации в подкритическом реакторе, сопряженном с протонным ускорителем, предлагается комплекс детектирующих автоматизированных информационно-измерительных систем, способных обеспечить диагностику в режиме реального времени быстротекающих в ядерно-энергетической установке процессов. В основу комплекса положен набор детектирующих устройств, характеристики которых приведены в работе [5]. Детекторы в основном разрабатывались и создавались под ускорительные эксперименты, проводимые в ОИЯИ, но заложенные в них возможности позволяют (при соответствующей доработке, связанной с техническими условиями конкретного исследования и конкретным техническим заданием) использовать их и на ядерно-энергетических установках. Комплекс состоит из оптических, инфракрасных и спектрометрических детектирующих устройств, регистрирующих видимое, инфракрасное, рентгеновское и гамма-излучение.

На рисунке представлена схема электроядерной установки как объекта наблюдения и исследования, и элементов диагностического комплекса с основными детектирующими блоками.

Для мониторингирования протонного пучка перед его попаданием на мишень предназначены сцинтилляционный детектор и индукционный датчик. Сцинтилляционный детектор с фотодетектором измеряет длину протонного пучка, его поперечные размеры (профиль) и распределение плотности частиц на входе в мишень-конвертор. Быстродействующий индукционный датчик (пояс Роговского) измеряет ток релятивистских протонов на выходе из ускорительного пучкового канала.

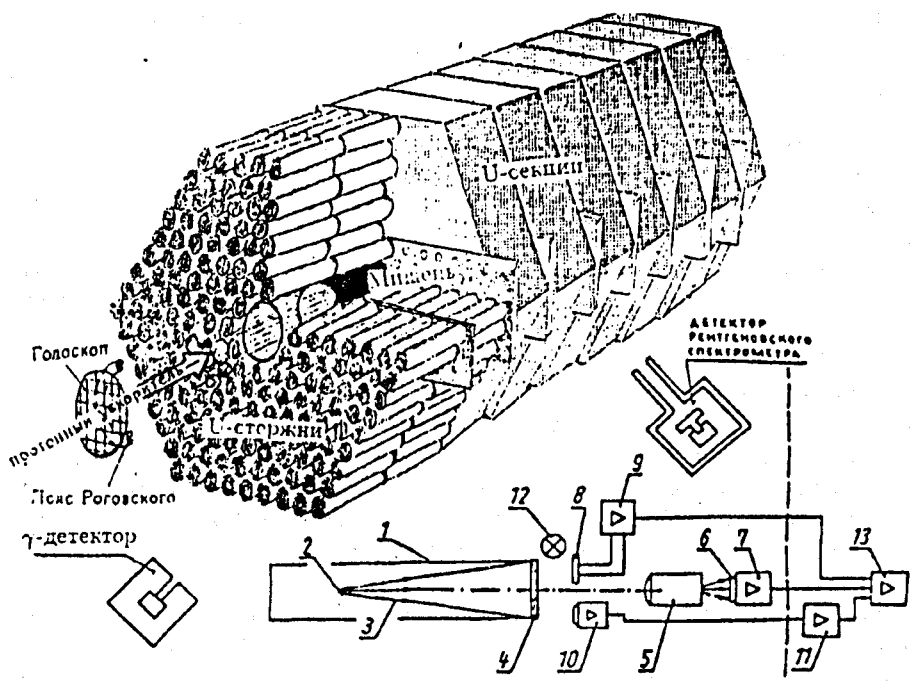


Схема электроядерной установки и элементов диагностического комплекса

В реакторе к числу наиболее важных объектов наблюдения и исследования относятся тепловыделяющие элементы (урановые стержни), из которых набираются секционные блоки, образующие урановую сборку. Тепловыделяющий элемент имеет герметичную металлическую оболочку 1 цилиндрической формы, внутри которой находится радиоактивный материал 2. В этом делящемся ураносодержащем материале в результате его взаимодействия, в частности, с вторичными нейтронами, генерируется тепловое (инфракрасное) излучение 3, интенсивность которого прямо связана с величиной выделившейся энергии. Инфракрасное излучение 3 от объекта наблюдения (исследуемого участка стержня 2), выводится через специальное герметичное окно 4 (пропускающее излучение в диапазоне длин волн 1–8 мкм) и попадает на прецизионные помехоустойчивые интегральные детекторы 8 и 10, а также с помощью длиннофокусной ( $f=1850$  мм) широкополосной зеркально-линзовой оптики 5 передается на позиционно-чувствительный детектирующий блок 6, расположенный за зоной действия высокоинтенсивных электромагнитных, радиационных и тепловых помех. Инфракрасное излучение регистрируется детектирующими блоками – измерительными преобразователями мощности излучения в электрический сигнал, который выделяется на фоне постоянных и импульсных помех большой интенсивности от ускорителя и реактора, и усиливается в блоках 7, 9 и 11 (12 – эталонный контрольный источник). Предварительно усиленные аналоговые сигналы по кабельной магистрали подаются на пульт управления на электронные блоки регистрации, обработки и накопления информации 13. Электронные блоки 13 выполнены в стан-

дарте КАМАК и работают на линии с ЭВМ. Обработанные результаты измерений выдаются в требуемом виде, накапливаются в памяти ЭВМ, а также используются для автоматического поддержания оптимального режима работы электроядерной установки.

Процесс взаимодействия релятивистских протонов с мишенью из тяжелого металла, при котором возникает тормозное гамма-излучение, отслеживается установленным на расстоянии нескольких метров от реактора гамма-детектором – сцинтилляционным счетчиком с фотоэлектронным умножителем.

Основные регистрирующие устройства комплекса использовались в ускорительных экспериментах в условиях, близких условиям электроядерного эксперимента, показав при этом высокую эффективность, надежность и стабильность своих параметров [5].

Использование представленных детектирующих устройств для диагностики ядерно-энергетических установок позволит с оптимальными затратами и сроками решить проблему, связанную с получением и обработкой первичной информации о параметрах и характеристиках релятивистского пучка, бомбардирующего мишень; нейтронных потоков, образующихся в процессе взаимодействия высокоэнергетичных протонов с мишенью и делящимся материалом; энерговыделения и пространственного распределения температурных полей.

Инфракрасные детектирующие устройства были включены в число основных базовых систем диагностики коллективного ускорителя ОИЯИ и накоплен большой опыт их использования в различных физических исследованиях, что дает уверенность в применимости инфракрасной методики и детекторов при проведении экспериментов и исследований на различных моделях ядерно-энергетических установок и в системах безопасности атомных электростанций.

## Литература

1. К.Д. Толстов. – Сообщение ОИЯИ 18-92-303, Дубна, 1992.
2. Research Program of the Laboratory of High Energies. – JINR ISBN 5-85165-544-5, Dubna, 1999, p.135.
3. V.A. Arkhipov et al. – Proc. of the Conf. "Experimental Nuclear Physics in Europe Facing the Next Millenium" (ENPE 99), Sevilla, 1999, p.478.
4. Тепловыделение в ядерном реакторе / Под ред. Н.Н.Пономарева-Степного. М.: Энергоатомиздат, 1985.
5. А.А. Мальцев. – ЭЧАЯ, 1996, т.27, N 3, с.797.

Сессия 4

СИСТЕМЫ  
УСКОРИТЕЛЕЙ,  
ДИАГНОСТИКА,  
ТЕХНОЛОГИЯ

Председатель Л. М. Онищенко

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РАБОТЫ В ОИЯИ ПО ИСПЫТАНИЮ ВЫСОКОГРАДИЕНТНЫХ УСКОРЯЮЩИХ СТРУКТУР ДЛЯ ЛИНЕЙНЫХ КОЛЛАЙДЕРОВ\*

*А.В. Елзов, И.Н. Иванов, В.И. Казача, А.К. Каминский,  
В.В. Косулин, Э.А. Перельштейн, С.Н. Седых, А.П. Сергеев*  
*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна*

*Н.С. Гинзбург, Н.И. Зайцев, Е.В. Иляков, И.С. Кулагин,  
Н.Ю. Песков, М.И. Петелин, А.С. Сергеев*  
*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород*

Для исследования эффектов поверхностного нагрева электромагнитным полем в ускоряющих структурах коллайдера CLIC (рабочая частота 30 ГГц) организованы совместные работы ОИЯИ – ИПФ РАН – ЦЕРН. С использованием МСЭ-генератора на базе линейного ускорителя ЛИУ-3000 в ОИЯИ предполагается провести эксперимент со специально изготовленным (ИПФ) тестовым резонатором, в котором моделируются условия нагрева поверхности, близкие к требованиям CLIC. В докладе представлены состояние работ по подготовке эксперимента и предварительные результаты.

### JINR Experiments on Testing of High-Gradient Accelerating Structures for Linear Colliders

*A. V. Elzov et al.*

To study the effects of the surface heating by the electromagnetic field in the accelerating structures of the CLIC collider (operating frequency of 30 GHz) the JINR – IAP RAS – CERN collaboration was organized. An experiment at JINR employing the FEM oscillator based on the LIU-3000 linac is planned. It is to be used a test cavity specially manufactured at IAP in which the surface heating conditions close to the CLIC requirements are simulated. The status of the preparation for the experiments and preliminary results are presented.

---

\*Работа поддержана грантами РФФИ NN 00-02-17519, 00-02-17232, 01-02-06249, а также частично грантом ИИТАС N 97-32041.

## 1. Введение

При проектировании электрон-позитронных коллайдеров тэвного диапазона энергии необходимо правильно оценить ограничения на ресурс их работы, определяемый, в основном, электропрочностью ускоряющих структур и механической стойкостью их по отношению к воздействию периодического импульсного ВЧ-нагрева. Появление в коллайдерах ограничения на величину темпа ускорения, сравнимого (или большего) с ограничением из-за электропрочности структур, характерно для частот ускоряющего напряжения выше 10 ГГц. Физико-технические особенности этого явления и связанные с этим ограничения обсуждаются в [1, 2]. В настоящее время экспериментальных данных о влиянии импульсного СВЧ-нагрева на ресурс коллайдера очень мало и относятся они к диапазону частот около 11 ГГц [2]. Получение аналогичных экспериментальных данных представляет ценность как для проекта СЛС [3], в котором рабочая частота составляет 30 ГГц, так и для разрабатываемых проектов новых коллайдеров с рабочими частотами около 100 ГГц [4]. Для решения этой задачи применительно к условиям коллайдера СЛС в ОИЯИ (Дубна) совместно с ИПФ РАН (Нижний Новгород) создается специальный стенд. Основными элементами стенда являются источник ВЧ-мощности на частоту 30 ГГц, резонатор и системы диагностики. Требования к стенду приведены в таблице.

### Физико-технические требования к стенду для испытания высокодобротных структур

Диапазон температур на внутренней поверхности резонатора, °С	200-600
Рабочая частота, ГГц	30
Точность подстройки частоты, %	0,1
Ширина спектра, %	0,1
Длительность СВЧ-импульса, нс	150
Мощность СВЧ-излучения, МВт	20-25
Повторяемость амплитуды и длительности, %	90
Цикличность работы, Гц	0,5-1
Количество импульсов	$10^4-10^6$

В данной работе приведено описание особенностей выбранной схемы стенда и первые экспериментальные результаты.

## 2. Схема экспериментальной установки и состояние работ

При проектировании стенда в качестве источника СВЧ-мощности на частоте 30 ГГц выбран МСЭ-генератор ОИЯИ-ИПФ [5], созданный в ОИЯИ на базе линейного индукционного электронного ускорителя ЛИУ-3000 (0,8 МэВ, 220 А, 250 нс). Магнитная система МСЭ включает токовый спиральный ондулятор и соленоид. В генераторе обеспечивается режим обратного ведущего магнитного поля, распределенная обратная связь осуществляется брэгговским резонатором со сбоем фазы гофрировки. Такая схема МСЭ обеспечивает высокоэффективную одномодовую, узкополосную генерацию на фиксированной частоте вместе с возможностью прецизионной перестройки частоты генерации. Особенности генератора приведены



в работах [5, 6]. Здесь мы будем рассматривать только изменения в схеме МСЭ, обусловленные спецификой решаемой задачи.

Мощность излучения на выходе выбранного МСЭ-генератора значительно меньше величины, необходимой для запитки полномасштабной ускоряющей структуры коллайдера. В связи с этим для исследования эффекта деградации меди под воздействием импульсного нагрева на частоте 30 ГГц в ИПФ РАН разработан специальный высокочастотный резонатор с большим пристеночным полем. Проведенные расчеты для этого резонатора показывают, что СВЧ-импульс на частоте 30 ГГц с мощностью 25 МВт и длительностью 100 нс может привести к поверхностному нагреву в резонаторе до 215°C и 420°C, если его добротность составляет соответственно 650 и 1200. Следовательно, для получения проектных параметров по нагреву 200–600°C генератор должен обеспечить длительность СВЧ-импульса 100–200 нс. В качестве рабочей моды резонатора выбрана мода  $H_{01}$ , на которой можно обеспечить высокую электропрочность. Для ввода излучения в тестируемый резонатор планируется использовать квазиоптическую линию передачи, включающую преобразователь мод  $H_{11} \rightarrow H_{01}$ . В этой схеме диэлектрическая пластина позволяет измерять падающую и отраженную СВЧ-мощности, не нарушая транспортировки волнового пучка. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

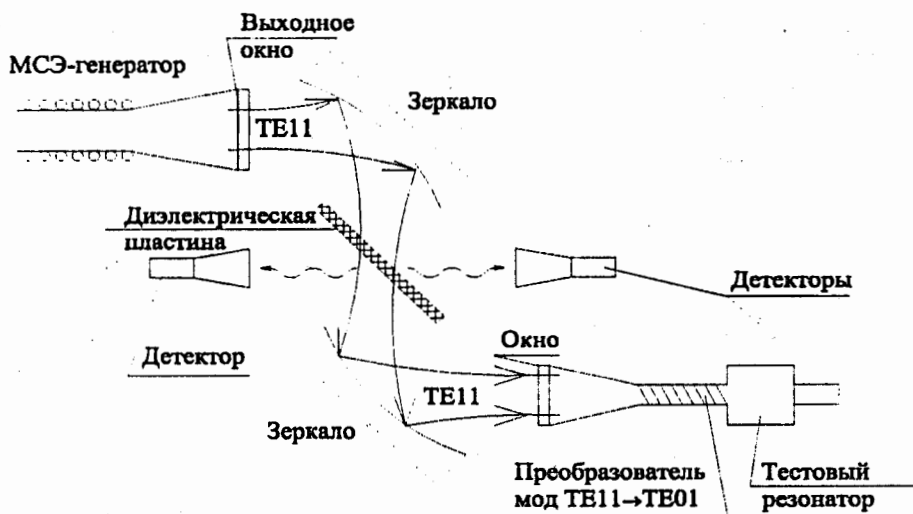


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

В предыдущих публикациях по МСЭ-генератору отмечалось, что увеличение мощности МСЭ до 20–25 МВт сопровождалось укорочением СВЧ-импульса до 40–100 нс. Радикальным технологическим усовершенствованием генератора, обеспечившим увеличение длительности выходного импульса МСЭ до 200–230 нс, оказалась замена резонатора, выполненного из набора точеных трубок из дюралюминия, на цельный резонатор, выдавленный из тонкостенной трубки из нержавеющей стали. На рис. 2 приведена фотография четырех вариантов резонатора, отличающихся длинами брэгговских зеркал.



Рис. 2. Брэгговские резонаторы, изготовленные по технологии выдавливания из нержавеющей трубки

Полученная в результате длительность СВЧ-импульса практически совпадает с длительностью плоской части импульса напряжения ускорителя (рис. 3).

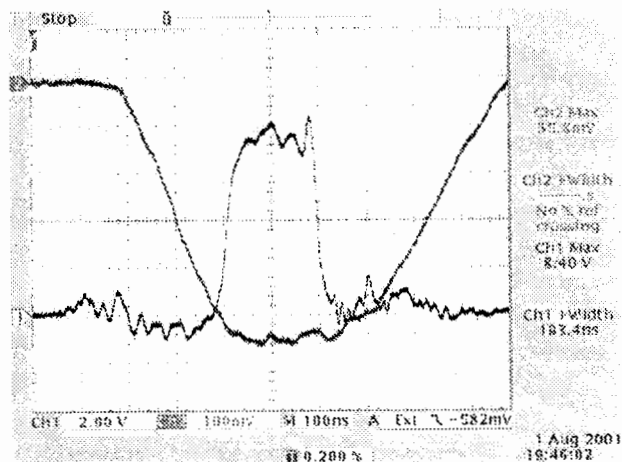


Рис. 3. Осциллограмма импульсов выходного СВЧ-излучения генератора (луч 1) и напряжения модуляторов ускорителя (луч 2)

Для прецизионных измерений частоты и спектра СВЧ-сигнал ослаблялся до милливаттного уровня и использовались резонансный частотомер и гетеродин. Измеренная частота выходного излучения МСЭ-генератора составляла  $f_{ген} = 30,00$  ГГц, что соответствует (с учетом кулоновского сдвига) центральной частоте резонатора. Спектральная ширина измеренных сигналов была 30–40 МГц, или около 0,1% в относительном масштабе. Эта величина соответствует требованиям запитки тестируемого резонатора.

Для оценки стабильности выходных характеристик стенда была проведена регистрация и обработка 13500 СВЧ-импульсов МСЭ-генератора (27 серий по 500 импульсов). Измерения проведены при работе МСЭ-генератора с цикличностью 0.25 Гц. В требуемый 10%-ный интервал по амплитудам и длительностям СВЧ-импульсов попадает около половины измеренных импульсов. На рис. 4 приведены результаты обработки данных, полученных для двух серий – одной из типичных (слева) и одной из лучших по стабильности параметров СВЧ-излучения (справа).

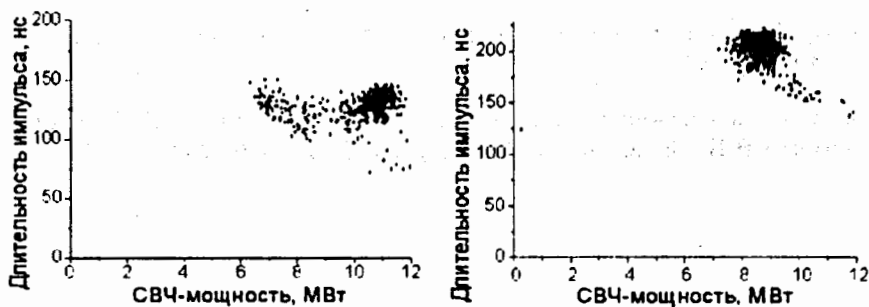


Рис. 4. Характеристики СВЧ-излучения для двух серий по 500 импульсов

Анализ полученных результатов показывает, что для надежного выполнения требования по повторяемости характеристик СВЧ-импульсов необходимо дальнейшее улучшение стабильности параметров ускорителя и МСЭ. В настоящее время выполнен комплекс технических работ, который обеспечивает проведение экспериментов с цикличностью 1 Гц. Создана новая система питания соленоида, модернизирован источник питания ондулятора и реализовано принудительное воздушное охлаждение магнитной системы МСЭ-генератора, что позволяет повысить частоту срабатывания экспериментального стенда. Ведутся работы по дополнительной стабилизации питания ускорителя ЛПУ-3000, введен в эксплуатацию новый мотор-генератор.

Создана и подготовлена к использованию система автоматического сбора экспериментальных данных со стенда. Разработаны и отлажены программы статистической обработки параметров СВЧ-излучения. Подготовленная система диагностики позволит получать оперативную информацию о стабильности параметров стенда.

### 3. Заключение

На основе МСЭ создан экспериментальный стенд для исследования эффекта деградации меди из-за нагрева импульсным СВЧ-излучением на частоте 30 ГГц. Зарегистрированы и обработаны более чем  $10^4$  импульсов излучения. Эксперименты, проведенные в процессе создания и наладки стенда, показали, что по большинству требований, сформулированных в таблице, получены положительные результаты. Требуется улучшение повторяемости амплитуды и длительности МСЭ-сигналов.

## Литература

1. Nezhevenko O.A.— Proc. of PAC-97, Vancouver, Canada, 1997, p.3013.
2. Pritzkau D.P. et al.— Proc. of PAC-97, Vancouver, Canada, 1997, p.3036.
3. Delahaye J.-P. et al.— Proc. of 6th EPAC, Stockholm, 1998, p.58.
4. Henke H.— Proc. of 7th EPAC, Vienna, 2000, p.202.
5. Kaminsky A.K., Ginzburg N.S., Kaminsky A.A. et al.— Nucl. Instr. and Methods, 1998, v.A407, p.167.
6. Елжов А.В., Каминский А.К., Пузынин А.И. и др.— Труды III Научного семинара памяти В.П. Саранцева, ОИЯИ, Дубна, Д9-2000-69, 2000 г., с.118.

# СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ИНЖЕКТОРОМ ПРОТОНОВ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ "ИСТРА"

*С.В. Барабин, А.В. Козлов, А.М. Козодаев, Д.А. Лякин,  
Ю.Б. Стасевич*

*Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва*

Рассматривается система управления и диагностики электронных узлов, находящихся как на высоковольтной платформе, так и при потенциале земли на инжекторе линейного протонного ускорителя "Истра-36" – драйвера сооружаемой в ИТЭФ экспериментальной электродренной установки [1]. Обсуждаются схемотехнические и программные решения, обеспечивающие надёжность системы управления и удобство её эксплуатации. Описывается работа с центрального пульта управления, реализованного на персональном компьютере, и с местного пульта управления.

## Control System for Linear Accelerator "Istra" Proton Injector

*S. V. Barabin et al.*

'Istra36' linac 100 keV proton source's control system is discussed. Both high voltage and ground potential electronics are considered. Schematic and software reliability and robustness solutions are presented. Some console GUI is also described.

### 1. Введение

Инжектор линейного ускорителя (ЛУ) "Истра-36" служит для создания импульсного пучка протонов, согласованного по своим параметрам с ускоряющей секцией начальной части ускорителя (НЧУ). Основными электронными узлами инжектора являются находящиеся на высоковольтной платформе генератор тока дуги (ГИТ), блок питания натекаателя, блок питания магнита, а также находящиеся под потенциалом земли модулятор импульсов ускоряющего напряжения (МИТ100) с трансформатором (ПТ100) и блоки питания магнитофокусирующих линз (МФЛ) согласующего канала.

Система управления обеспечивает:

- управление электронными узлами инжектора, находящимися как под потенциалом 100 кВ, так и при потенциале земли;
- отображение, сохранение в базе данных и воспроизведение сохранённой информации о работе инжектора при непрерывной его работе с частотой импульсов до 25 Гц;
- удовлетворение жёстким требованиям по надёжности и помехозащищённости в условиях мощных импульсных помех.

## 2. Архитектура системы управления

В качестве структуры системы управления (рис.1) была выбрана конфигурация с распределенной геометрией, построенная на базе микроконтроллеров, допускающих независимый друг от друга режим работы. Для удобства диагностики и настройки систем инжектора введены модули быстрой оцифровки импульсных сигналов и модуль индикации состояния системы (табло основных рабочих параметров). Логическая схема управления состоит из нескольких вложенных уровней - уровень контроллеров отдельных подсистем инжектора (блоки управления натекателем, магнитом, МФЛ и пр. на рис.1), система контроллеров на высоковольтной платформе и уровень единой системы управления инжектором.

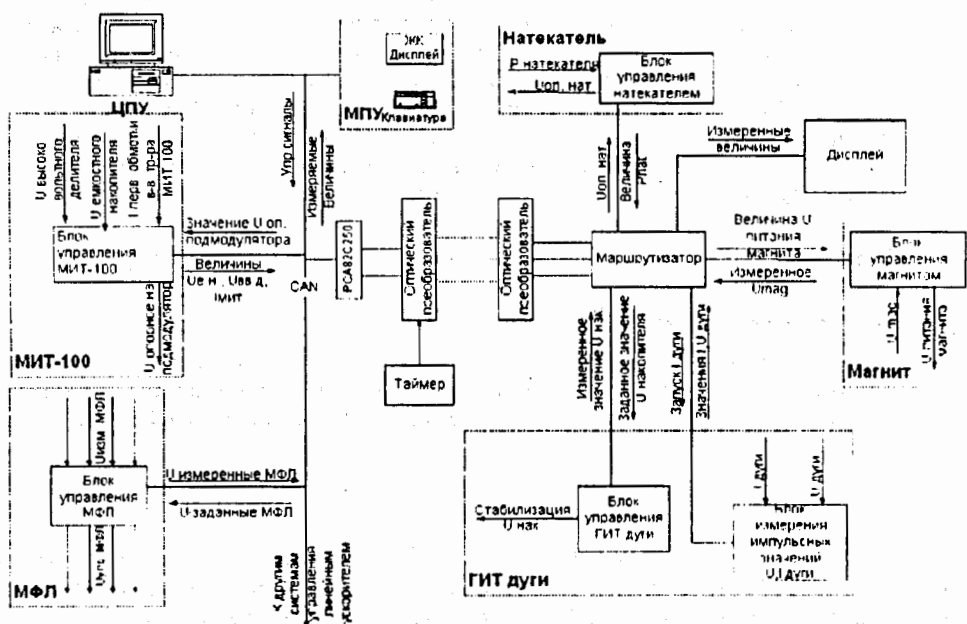


Рис. 1. Блок-схема системы управления и диагностики электронных узлов инжектора

Управление процессами в подсистеме инжектора осуществляется соответствующим блоком, включающим в себя программируемый микроконтроллер. Физическая величина или процесс, управляемый системой, характеризуется ограниченным числом параметров, заносимых в память данного контроллера. Эти параметры: 1) хранятся непосредственно в контроллере блока управления подсистемой инжектора; 2) их новые значения поступают по шинам данных системы от пультов управления; 3) их стартовые значения могут записываться в энергонезависимую память контроллеров по команде с пультов управления. Такой параметрический принцип

организации системы управления позволил отказаться от использования центрального компьютера, постоянно участвующего в управлении. Вместо этого в качестве центрального пульта управления (ЦПУ) используется стандартный персональный компьютер (ПК) со средними показателями по надежности с Windows NT в качестве операционной системы. Благодаря принятой концепции возможна "горячая" замена этого элемента системы.

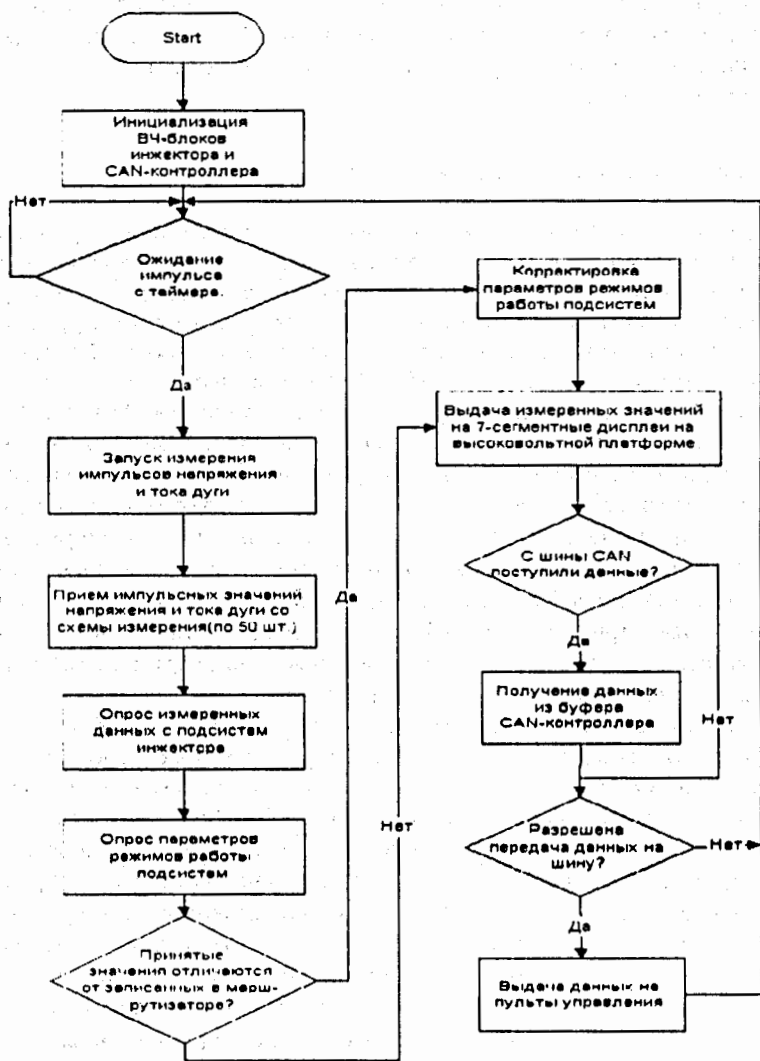


Рис. 2. Алгоритм работы схемы маршрутизатора

Объединяющим звеном системы управления инжектором является маршрутизатор. Через него происходит обмен данными как между контроллерами отдельных подсистем инжектора на высоковольтной платформе (по интерфейсу UART), так и связь с пультами управления инжектором (через специализированный контроллер протокола CAN и оптоволоконные линии передач). Алгоритм обмена данными через маршрутизатор показан на рис.2. Цикл обмена данными инициализируется таймерным импульсом, после чего измеряются импульсные сигналы, с блоков подсистем инжектора принимаются измеренные величины, значения которых выдаются на 7-сегментный дисплей и транслируются на пульта управления, принимаются команды и данные с пультов управления (если они поступили) и выдаются на контроллеры подсистем инжектора.

### 3. Обеспечение надёжности работы инжектора

При разработке системы управления был предпринят ряд мер, уменьшающих либо ликвидирующих воздействие различных нарушений в работе системы управления на работу инжектора ускорителя. Для этого структура схемы управления выбрана таким образом, чтобы элементы каждого из вложенных уровней системы управления могли работать автономно. При автономной работе блоков управления теряется часть сервисных возможностей, обеспечиваемых остальной частью схемы, но, тем не менее, все блоки инжектора остаются работоспособными. Так, каждый контроллер отдельной подсистемы инжектора способен обеспечивать её функционирование. При этом в каждом блоке управления имеется возможность следить за состоянием соответствующей подсистемы по индикаторам на передней панели блока, а также управлять её работой с помощью кнопок на блоке в режиме наладки данной подсистемы инжектора. Также и часть схемы, располагающаяся на высоковольтной платформе, способна самостоятельно поддерживать работу подконтрольных узлов, позволяет при отключенном высоком напряжении осуществлять местное управление отдельными блоками инжектора в режиме наладки и отображать состояние системы на табло основных рабочих параметров.

Имеется возможность отслеживать изменение (например, сброс в результате пробоя) заданного значения регулируемого параметра как на каждом отдельном блоке при помощи маршрутизатора, так и сброс программы контроллера самого маршрутизатора с помощью пультов управления. Наиболее критичные процедуры в контроллерах отдельных подсистем защищены сторожевым таймером (программа ренициализирует безопасным способом работу подсистемы, если обращение к защищаемой процедуре не происходит в течение определённого интервала времени).

Все контроллеры узлов инжектора на высоковольтной платформе гальванически развязаны между собой через оптопары, включенные в линии передачи команд и данных. Кроме того, нарушение целостности данных, возникающее вследствие воздействия импульсных помех, контролируется как протокольными средствами стандарта CAN, так и программно. Искажения и потери информации устраняются повторной передачей данных.

Управление возможно либо только с местного пульта управления (МПУ), либо только с ЦПУ. В начале работы системы управление осуществляется с центрального



пульта управления. При необходимости передать управление это делается командой с ЦПУ, а обратная передача управления происходит по команде с МИУ.

#### 4. Реализация пультов управления

##### 4.1. ЦПУ на ПК

Программа обеспечивает управление основными параметрами инжектора, индикацию режимов работы инжектора, сохранение данных о работе инжектора в базе данных и воспроизведение этих данных после окончания работы. Вид графического интерфейса программы управления показан на рис.3.

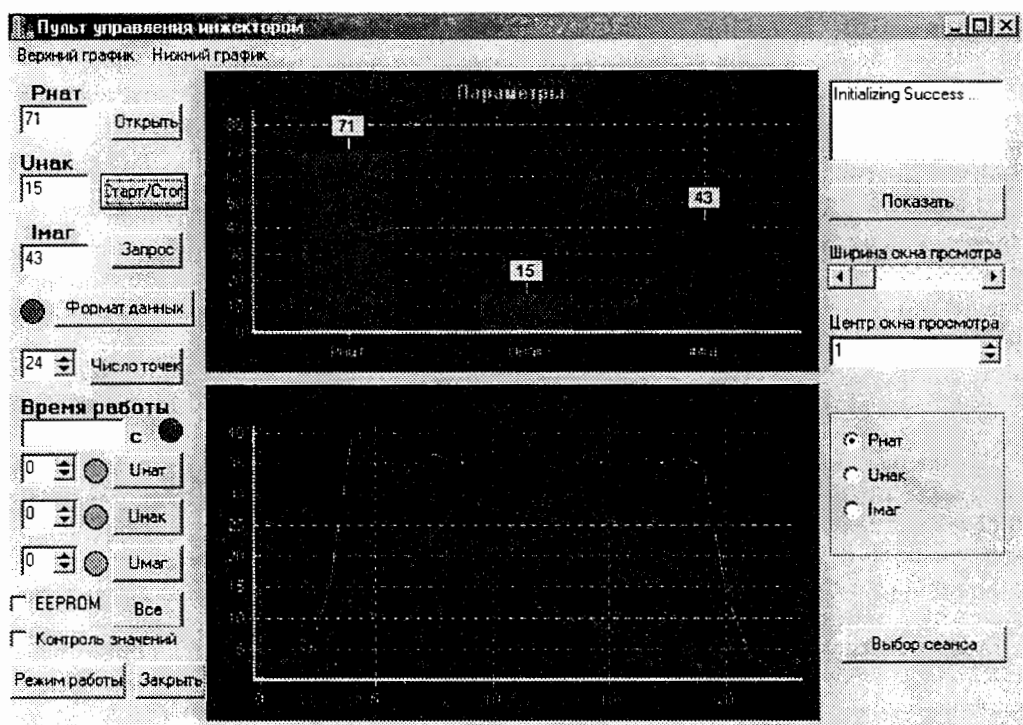


Рис. 3. Программа управления работой инжектора

Элементы левой части панели управления позволяют задавать значения параметров режима работы инжектора. Измеренные величины отображаются в центральной части панели. Выбор параметров для отображения, масштабирование графиков и пр. осуществляется с помощью элементов, расположенных справа от графиков.

При инициализации программа настраивает предустановленные начальные значения регулируемых параметров. По ходу работы измеряемые величины сигналов

и реально установленные значения параметров режимов запрашиваются программой у системы управления и отображаются на панели управления. Тип информации и способ ее отображения на табло в центральной области панели управления может меняться оператором: это могут быть либо графики импульсов напряжения или тока дуги (причём можно менять как начало графика по времени, так и его масштаб), либо на одном из табло можно показывать гистограмму со значениями основных регулируемых параметров. Менять задаваемые и поддерживаемые системой опорные значения можно как по отдельности кнопками с названием соответствующих параметров, так и все сразу. Имеется возможность задавать один из нескольких режимов работы инжектора, параметры которого хранятся в конфигурационных файлах программы, и записывать туда текущие значения параметров для последующего использования; а также какой-либо из режимов работы инжектора может быть задан в качестве стартового. Программа контролирует опорные значения параметров в контроллерах устройств, сравнивая опорные значения, принимаемые с контроллеров устройств, со значениями в программе ЦПУ.

Все принятые данные сохраняются в файле протокола и могут быть впоследствии просмотрены. Режим просмотра завершённого сеанса работы может быть инициализирован либо сразу после запуска программы при наличии сохранённых данных, либо после завершения сеанса управления работы инжектором. В центральной части панели могут отображаться графики изменения во времени одного или нескольких регулируемых параметров с возможностью изменения масштаба и расположения окна просмотра. При этом на другом графике может отображаться импульс напряжения или тока дуги в заданный момент времени. Одновременно можно показывать данные из двух разных сеансов работы.

#### *4.2. Местный пульт управления*

Для оперативного управления инжектором в режиме наладки предусмотрен местный пульт управления, расположенный в непосредственной близости от инжектора. На передней панели блока местного управления расположены кнопки регулировки и 4-строчный 20-символьный жидкокристаллический дисплей. В качестве устройства ввода команд выбрана стандартная компьютерная клавиатура из-за её дешевизны и простоты замены.

В стандартном режиме работы МПУ оператор имеет возможность просматривать список текущих значений задаваемых и измеряемых параметров работы инжектора; одновременно 4 последовательных параметра из этого списка с их названиями показываются на жидкокристаллическом дисплее. Любой из входных параметров режима может быть изменен с помощью команд, вводимых с пульта. Имеется возможность сохранения нескольких (до трех) наборов значений параметров для их последующего быстрого воспроизведения.

### 5. Заключение

Представленная система управления инжектора разработана для работы при частоте повторения импульсов 25 Гц и среднего тока пучка 1.5 мА. Идеология си-

стемы соответствует принятой концепции построения всех электронных систем ЛУ "Истра" и отвечает условиям унификации аппаратного обеспечения и сетевых протоколов передачи данных данного ускорителя. Принятые в данной системе решения могут быть использованы при разработке аналогичной контролирующей электроники для остальных технологических систем ускорителя.

## Литература

1. Артемов В.С. и др. Линейный ускоритель протонов "Истра-36" как драйвер экспериментальной электроядерной установки ИТЭФ. МИФИ. Научная сессия-99. Сборник трудов. т.4. с.120.

## КАНАЛ ТРАНСПОРТИРОВКИ ПРОТОНОВ К МИШЕНИ ЭЛЕКТРОЯДЕРНОГО НЕЙТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА ИТЭФ

*А.М. Козодаев, О.В. Шведов, Е.Б. Волков, Н.Д. Гаврилин,  
М.М. Кац, К.И. Кречет, В.С. Артемов, А.М. Вишневский,  
А.А. Дроздовский, М.М. Изумнов, Ю.Н. Кузьмин, Р.П. Куйбида,  
В.А. Кошелев, Ю.Г. Орлов, А.М. Раскопин, В.К. Семячкин,  
В.С. Скачков, А.М. Степанов, Г.Г. Шимчук*  
*Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва*

*Ю.П. Севергин, А.Ю. Константинов, В.Л. Васильев,  
Б.В. Рождественский, А.В. Пугачев*  
*Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры  
им. Д.В.Ефремова, С.-Петербурга*

Описаны основные особенности и элементы магнитного канала транспортировки интенсивного протонного пучка от линейного ускорителя ИСТРА-36 к мишени, расположенной в центре подкритической сборки электроядерного нейтронного генератора ИТЭФ.

### Channel for Transport of the Proton Beam to the Target of Electric-Nuclear Neutron Generator in ITEP

*A.M. Kozodaev et al.*

Main properties of the magnetic channel and its elements for transport of the intensive proton beam from linac ISTRA-36 to the target into ITEP reactor are described.

#### 1. Введение

В ИТЭФ сооружается электроядерный нейтронный генератор (ЭЛЯНГ) [1], включающий в себя подкритическую сборку на базе остановленного тяжеловодного реактора и линейный ускоритель протонов ИСТРА-36. Импульсный пучок протонов с энергией 36 МэВ и средним током до 500 мкА (импульсный ток пучка 100 мкА, частота повторения импульсов 25 Гц) будет направляться на бериллиевую мишень, расположенную в центре активной зоны подкритической сборки, и вызывать импульсное испускание нейтронов.

Канал транспортировки протонов к мишени должен удовлетворять ряду особых условий. Первая особенность связана с высокой интенсивностью пучка. Пучок должен транспортироваться без значительных потерь и затем его надо мак-

симально распределить по поверхности мишени. Вторая особенность – специфическое и ограниченное пространство над подкритической сборкой, где должны размещаться элементы канала. При этом пучок надо поворачивать на значительные углы в обеих плоскостях. Третья особенность – сложные условия наблюдения и измерения параметров пучка около мишени. Мишень расположена на глубине более 3 м внутри центрального канала подкритической сборки. В этом месте при работе установки будет не только высокий уровень радиации, но и высокая температура. Четвертая особенность связана с радиационной и технологической безопасностью установки. Наконец, надо учитывать, что параметры пучка протонов сейчас известны лишь по расчетам. Ожидается, что на уровне сигма пучок будет иметь следующие характеристики в фазовом пространстве: в горизонтальной плоскости  $X \times X' = 2,7 \text{ мм} \times 3,7 \text{ мрад}$ ; в вертикальной  $Y \times Y' = 2 \text{ мм} \times 5 \text{ мрад}$ , а разброс по импульсам составит  $dP/P = \pm 0,5\%$ . Однако канал должен быть способен к транспортировке пучка с параметрами, которые могут заметно отличаться от расчетных.

С учетом этих особенностей была разработана магнитооптическая схема канала, сконструированы его элементы и предложены решения по измерению параметров пучка.

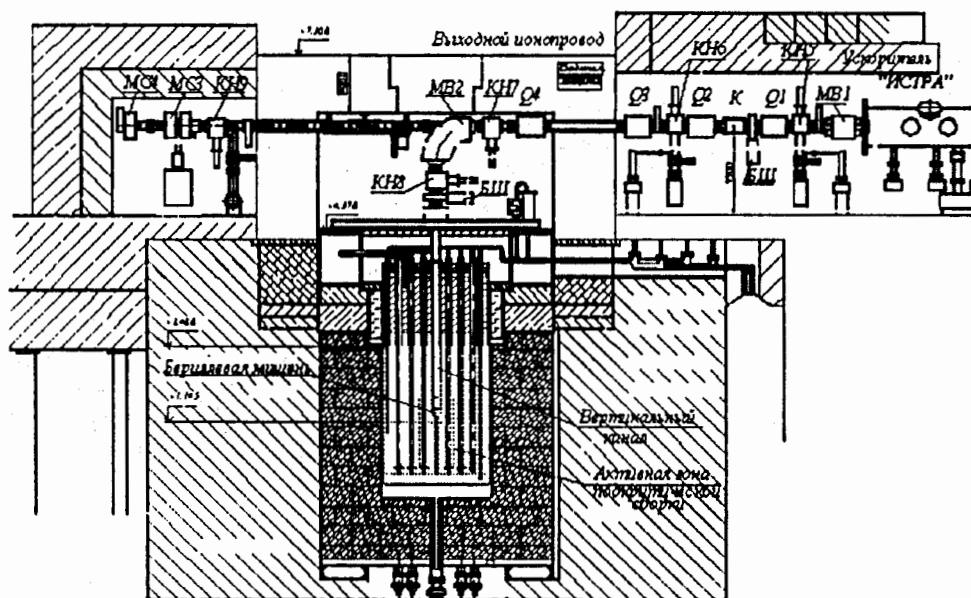


Рис. 1. Схема вертикального сечения канала транспортировки протонного пучка к мишени установки ЭЛИИП

## 2. Магнитооптический расчет канала и динамики пучка

На рис.1 и рис.2 показана схема расположения элементов канала в вертикальной и горизонтальной плоскости, соответственно. Видно, что при транспортировке протонов на мишень пучок сначала поворачивается в горизонтальной плоскости



READ22 [4], которая использует TRANSPORT в качестве внутреннего блока. Программа READ22 существенно усиливает возможности поиска оптимального решения программой TRANSPORT и осуществляет подготовку результатов расчета как в виде таблицы с основными параметрами элементов канала и пучка, так и в виде схем огибающих пучка в двух плоскостях.

Магнитный канал оптимизировался так, чтобы на уровне интенсивности два сигма диаметр пучка в квадрупольных линзах не превосходил бы 60 мм при внутреннем диаметре трубы вакуумопровода 90 мм, диаметр пучка в камерах наблюдения КН7 и КН8 был бы около 10 мм. При этих условиях расчетный диаметр пучка внутри второго поворотного магнита не превышает 22 мм, а расчетный диаметр пучка на мишени внутри реактора будет на уровне два сигма около 90 мм.

На рис.3 показана схема огибающих пучка на уровне интенсивности сигма. Была проведена оценка влияния отклонения начальных параметров пучка от расчетных. Было показано, что допустимо транспортировать пучок по выходному ионопроводу при изменении всех начальных параметров пучка в пределах  $\pm 20\%$ , однако при этом возможно увеличение потерь пучка в магните М2.

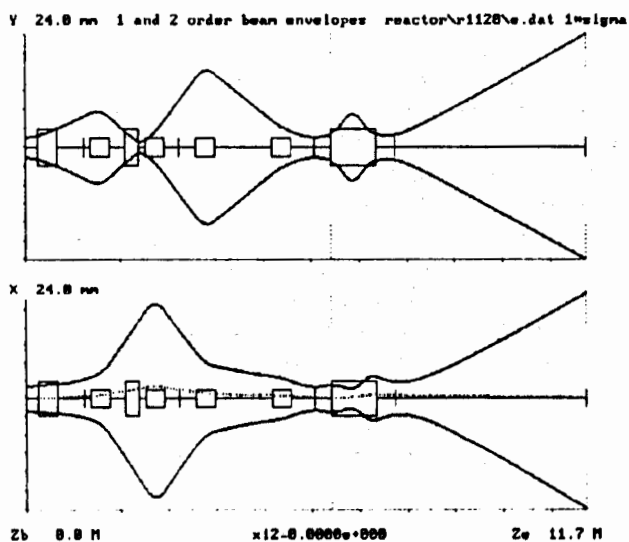


Рис. 3. Схема огибающих пучка на уровне интенсивности сигма

### 3. Электромагнитные элементы канала и их питание

Первый поворотный магнит МВ1 изображен на рис.4. Он позволяет повернуть вышедший из ускорителя пучок либо на угол 34 градуса, либо на угол -34 градуса, либо пропустить пучок без поворотов в ловушку. Высота зазора 30 мм, длина магнитной дорожки 40 см, ширина рабочей части магнитной дорожки 20 мм, максимальное магнитное поле 1.3 Тл. Вакуумная камера имеет конфигурацию, которая позволяет пропускать пучок как после поворотов, так и прямо.

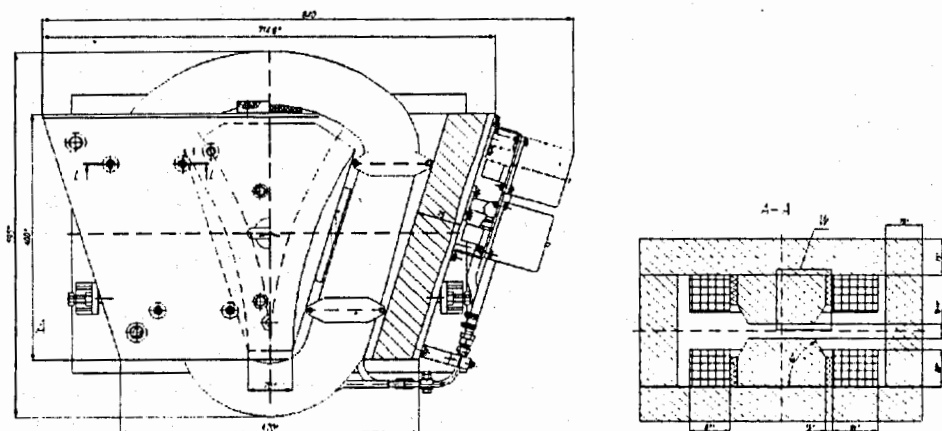


Рис. 4. Магнит MB1

Магнит MB2 не только поворачивает пучок вниз на 90 градусов, но и существенно влияет на фокусировку пучка. Он имеет специфическую конструкцию и изображен на рис.5. Вакуумная камера и ярмо магнита могут пропускать пучок либо прямо, к мишенным станциям МС3 и МС4, либо после поворота пучка вниз, к мишени подкритической сборки (см. рис.1 и рис.2). Кроме того, конструкция магнита и его вакуумпровода обеспечивают прохождение светового сигнала снизу (от мишени) вверх (к светоприемнику "тепловизора"). Зазор этого магнита имеет три фокусирующих зоны с переменными величинами градиента магнитного поля. Эти зоны кроме поворота пучка выполняют роль фокусирующих элементов и обеспечивают подавление линейной дисперсии пучка на мишени, которая возникает при вертикальном повороте. Первая зона имеет длину по орбите  $L_1 = 269$  мм и градиент магнитного поля  $G_1 = -0,0918$  Тл/см ( $n_1 = -3,8$ , где  $G = n \times B/r$ ). Вторая зона имеет  $L_2 = 364$  мм и  $G_2 = 0,1160$  Тл/см, а третья зона имеет  $L_3 = 299$  мм и  $G_3 = -0,093$  Тл/см. Сечение зазора 35 мм×35 мм, радиус поворота пучка 600 мм, угол поворота пучка 90 градусов (вниз), максимальное магнитное поле 1,5 Тл. Внутренний диаметр вакуумной камеры не менее 30 мм.

Для фокусировки пучка на горизонтальном участке будут использоваться четыре электромагнитные квадрупольные линзы. Оптика выходного канала ЭЛЯИГ и параметры линз (апертура, длина, максимальный градиент индукции магнитного поля) были подобраны так, чтобы обмотки линз могли работать без водяного охлаждения. Линзы имеют габаритную и эффективную длину 40 см, диаметр апертуры 90 мм, максимальный градиент индукции магнитного поля 3 Тл/м. Для корректировки направления пучка в дополнение к двум поворотным магнитам предложено использовать магнит-корректор. Он располагается между второй и третьей квадрупольными линзами. При сечении зазора 90 мм×90 мм и длине 30 см его магнитное поле может достигать в каждом направлении 0,025 Тл.

Все магнитные элементы канала пройдут через стандартную процедуру магнитных измерений.



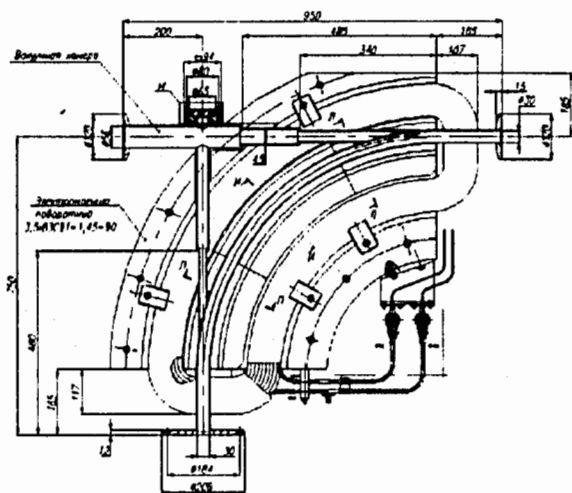
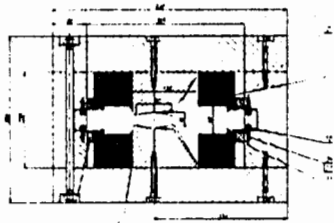


Рис. 5а. Сечение магнита MB2    Рис. 5б. Магнит MB2 и его вакуумная камера в плоскости поворота пучка

#### 4. Допуски на расстановку оборудования

Чтобы пучок с высокой интенсивностью транспортировался без существенных потерь, надо, чтобы его смещения относительно оси магнитного канала во всех местах были бы не более  $\pm 1$  мм.

Для магнитных элементов и камер наблюдения линейная точность их расстановки вдоль оси канала составляет  $\pm 3$  мм, точность соответствия геометрической оси элемента его расчетному положению относительно оси канала  $\pm 0,1$  мм. Плоскости симметрии квадрупольных линз и магнита MB1 должны лежать в горизонтальной плоскости с точностью  $\pm 10^{-3}$  рад. Плоскость симметрии магнита MB2 должна находиться в вертикальной плоскости с точностью  $\pm 3 \times 10^{-4}$ . Последнее требование особенно важно, т.к. магнит MB2 по технологическим причинам иногда может смещаться из рабочего положения в нерабочее и затем ставиться в рабочее положение заново.

#### 5. Вакуумная система выходного магнитного канала установки ЭЛЯИГ

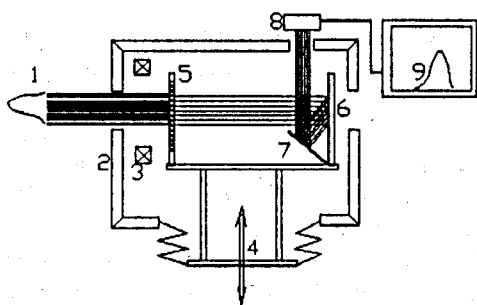
Откачка вакуумной системы и измерение вакуума на горизонтальном участке канала осуществляется через камеры наблюдения КН5-КН9 (см. рис.1 и рис.2). Так как вакуумная камера магнита MB2 имеет малое сечение и значительную длину (внутренний диаметр 30 мм и длина около 1 м), то для эффективной откачки вертикальной части вакуумпровода в обход MB2 от КН7 до КН8 расположена труба с внутренним диаметром 80 мм, которая откачивается дополнительно. По расчетам,

около выхода из линейного ускорителя вакуум будет порядка  $10^{-6}$  торр, а в районе бериллиевой мишени порядка  $10^{-3}$  торр.

Для защиты высоковакуумного объема линейного ускорителя от возможного прорыва тяжелой воды в случае аварийной разгерметизации мишени на ионопроводе устанавливаются два быстродействующих шиберы – БШ (см. рис.1 и рис.2). Эти шиберы были сконструированы с использованием узлов электромеханического вакуумного затвора ЗВЭ-100. Их исполнительный механизм – пневматический при давлении газа 10 ат. Сигнал на закрытие быстрого шибера будет подаваться от термодатчика, располагаемого в нижней части вертикального участка канала. Полное время срабатывания защитного клапана по оценкам конструкторов не превысит 0,5 сек. Это примерно в два раза быстрее расчетного времени подъема воды из реактора в случае аварии мишени.

## 6. Пучковая метрика

Для измерения параметров пучка на выходном канале предложено установить пять камер наблюдения КН5–КН9. Схема камеры наблюдения показана на рис.6. В каждой камере предусмотрены возможности измерения полного тока пучка индукционными датчиками без влияния на транспортировку пучка; точность измерения  $\pm 3\%$ , диапазон измеряемых импульсных токов 1–50 мА.



1. Пучок протонов
2. Корпус камеры наблюдения
3. Индукционный датчик
4. Механизм перемещения измерительных узлов
5. "Маска" с системой отверстий
6. Сцинтиллирующий экран
7. Зеркало
8. Приемник светового сигнала
9. Экран дисплея

Рис. 6. Схема камеры наблюдения

Согласно расчетам, протонный пучок в камерах наблюдений будет иметь линейные размеры на уровне сигма в пределах 5–15 мм и угловые размеры порядка 2–10 мрад. Измерение фазового портрета и формы сечения пучка будет проводиться по методике, использующей прибор с пространственно-зарядовой связью – ПЗС-матрицу [5]. В зону движения частиц будет вводиться непрозрачная для протонов "маска" (вольфрамовая пластина толщиной 1,5 мм) с отверстиями (шаг 1,5 мм или 3 мм, диаметр отверстий 0,1 мм или 0,3 мм) и расположенный на расстоянии 50–90 мм далее по движению частиц сцинтиллирующий экран (люминофор CsJ(Tl), нанесенный слоем 100 мк на майларовую подложку толщиной 50 мк). Свет от экрана при помощи наклонного зеркала направляется через кварцевое окно вакуумной камеры на телевизионный приемник. Сигнал с телевизионного приемника передается в ЭВМ. Распределение интенсивности света внутри светового пятна от прохождения пучка через каждое из отверстий и размеры этого пятна дают информацию о фазовом объеме пучка. На дисплей ЭВМ будут выводиться эмиттанс

пучка, профиль пучка (форма сечения пучка), а также информация о положении пучка относительно оси канала. Ожидаемая точность измерения фазовых параметров пучка определяется точностями измерений линейных ( $\pm 0,1$  мм) и угловых ( $\pm 0,2$  мрад) размеров. Такая точность позволит не только эффективно контролировать и оптимизировать прохождение пучка через канал, но и оценивать его размеры на бериллиевой мишени (в дополнение к информации от "тепловизора").

На рис.7 схематически показано расположение приборов для измерения параметров пучка около мишени. Эти приборы вставлены в специальную трубу, которая будет использоваться только на этапе наладки канала. Во-первых, параметры пучка будут измеряться в последней камере наблюдения КН-8. Во-вторых, на этапе наладки около мишени будет расположен датчик профиля пучка, содержащий 14 измерительных электродов. Схема этих электродов показана на рис.8.

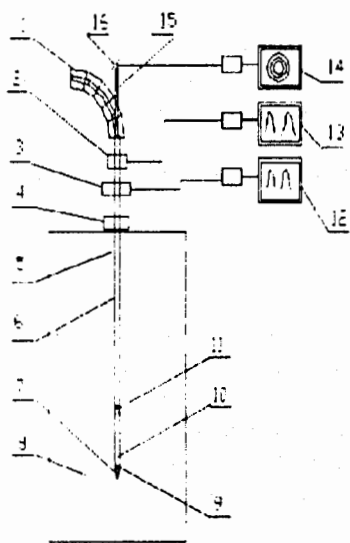


Рис.7. Схема расположения датчиков на вертикальном участке канала для измерений параметров пучка около мишени ЭЛЯНГ

1. Магнит М2
2. Камера наблюдения КН8
3. Головка с разъемами жаропрочных сигнальных кабелей
4. Свинцовая заглушка гамма-излучения при выключенном пучке протонов
5. Внешняя вакуумная труба  $D=98$  мм,  $d=94$  мм, длина 5 м
6. Внутренняя измерительная труба  $D=92$  мм,  $d=86$  мм, длина 4,7 м, алюминий, внутри проходят жаропрочные кабели
7. Мишень ЭЛЯНГ конус  $D=98$  мм, длина 200 мм, бериллий. Охлаждается водой
8. Активная зона подкритической сборки
9. Датчик тока индукционный ПД-2
10. Вакуумный датчик ПМТ-4м
11. Многоэлектродный токоприемник для измерения формы пучка
12. Изображение формы пучка на дисплее 1 многоэлектродного токоприемника
13. Изображение формы пучка на дисплее 2 в камере наблюдения КН8
14. Изображение формы пучка на дисплее 3, тепловизионный датчик
15. Вертикальный отросток вакуумной камеры магнита М2 с кварцевым окном
16. Зеркало

После окончания наладочных работ в рабочем режиме вместо многоэлектродного датчика формы пучка будет использоваться только 4 периферийных электрода для оценки смещения пучка, которые будут расположены близко от мишени. Для оценки интенсивности пучка около мишени будет расположен дополнительный индукционный датчик (см. рис.7).

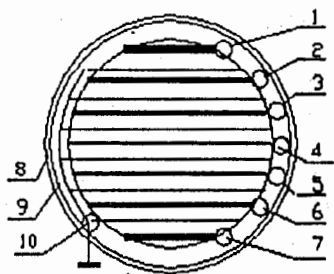


Рис.8. Схема расположения электродов и экранов в многоэлектродном токоприемнике МТ

1. Электрод 1 на коорд. +36 мм с толщиной 3 мм
2. Электрод 2 на коорд. +24 мм с толщиной 2 мм
3. Электрод 3 на коорд. +12 мм с толщиной 1,5 мм
4. Электрод 4 на коорд. 0 мм с толщиной 1 мм
5. Электрод 5 на коорд. -12 мм с толщиной 1,5 мм
6. Электрод 6 на коорд. -24 мм с толщиной 2 мм
7. Электрод 7 на коорд. -36 мм с толщиной 3 мм
8. Измерительная труба
9. Монтажное кольцо
10. Кабель, заземляющий все экранирующие электроды.

Были проведены эксперименты по дистанционному измерению распределения температуры по поверхности объекта путем регистрации инфракрасного излучения. Результаты этих экспериментов подтвердили возможность использования "тепловизионной" техники для измерения в рабочих условиях распределения плотности потока протонов на мишени ЭЛИНГ по распределению температур по площади мишени. Пример такого измерения показан на рис.9.

## 7. Радиационная ситуация

Радиационная обстановка на выходном канале была рассмотрена для четырех вариантов работы установки. Результаты оценок допустимого времени нахождения персонала внутри и вне водяной защиты сведены в таблицу. Первый вариант — активная зона бланкета не загружена, частота посылок ускоренных протонных сгустков порядка 1 Гц (наладочный режим). Второй вариант — бланкет не загружен, частота 25 Гц. Третий вариант — бланкет загружен, частота порядка 1 Гц (промежуточный режим). Четвертый вариант — бланкет загружен, частота повторения 25 Гц (основной режим).

Радиационная обстановка в районе горизонтального участка выходного ионопровода определяется, в основном, потерями протонного пучка и свойствами материалов элементов канала. Если внутренний диаметр вакуумных камер канала везде превосходит расчетные размеры пучка в три раза и пучок не отклоняется от оптической оси канала более чем на 0,5 мм, то, по расчетам, не более 1% частиц будет теряться на горизонтальном участке выходного канала и примерно 2-5% — на вертикальном участке канала около мишени. Потерянная интенсивность вызовет наведенную радиоактивность элементов канала.

Для уменьшения наведенной радиоактивности предложено вставить внутрь вакуумопроводов всех квадрупольных линз (именно там, где пучок имеет максимальные размеры и максимальные потери) кольца из углерода, чтобы потери пучка происходили именно в этом материале [7]. По сравнению с обычными конструкционными материалами (например, с нержавеющей сталью) углерод обладает значительно меньшим (примерно в 50 раз) выходом долгоживущих радиоактивных изото-

пов. Поэтому наведенная протонным пучком радиоактивность может быть таким способом существенно уменьшена.

Активная зона blankets после выключения ускорителя является интенсивным источником гамма-квантов, испускаемых продуктами деления ядерного горючего. Оценка допустимого времени нахождения персонала внутри водяной защиты прямо над blankets проведена в предположении, что вертикальная труба ионотопровода перекрыта свинцовой заслонкой толщиной 150 мм.

Приведенное в таблице допустимое время работы в технологических помещениях после остановки ускорителя получено из условия, что за указанное в таблице время персонал категории "А" получит дневную дозу 84 мкЗв, что соответствует требованиям НРБ-99. При регулярной работе в таких условиях сотрудник получит допустимую годовую интегральную дозу 20 мЗв (2 рентгена). В таблице в скобках приведены допустимые времена работы при условии, что радиационная обстановка определяется только излучением от подкритической сборки. Из таблицы видно, что радиационная ситуация на выходном канале определяется, в основном, наведенной активностью от протонного пучка и что применение углеродных вставок является необходимым мероприятием.

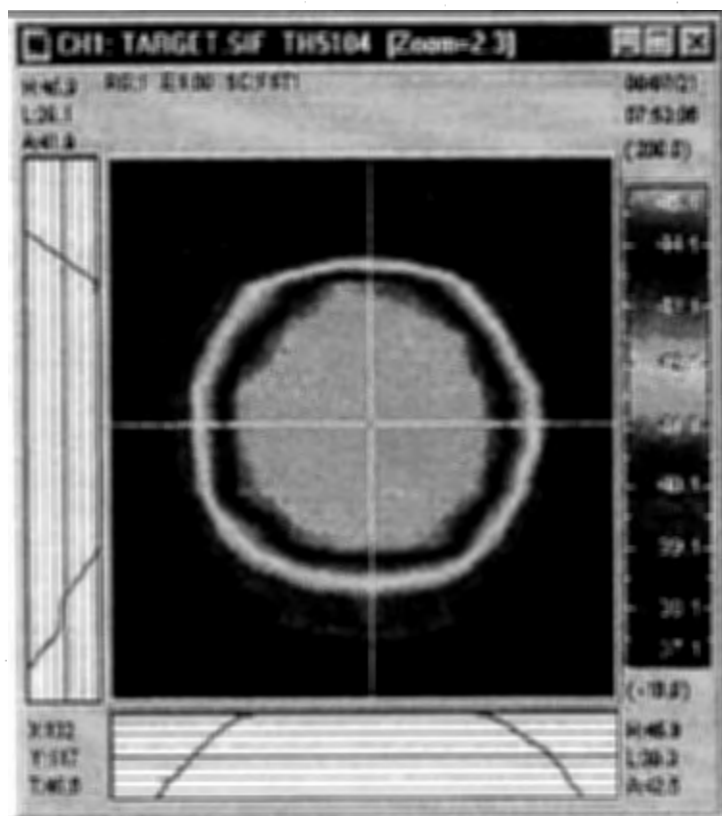


Рис.9. Изображение ирригатора мишени ЭЛЯИГ на мониторе тепловизора TN5104 IR\*Man

**Оценки возможного времени работы персонала на разных участках  
выходного канала при разных режимах работы установки**

Режим бланкета и ускорителя	Интервал времени после выключения пучка	Участки выходного понипровода	Допустимое время нахождения персонала	
			Без углеродных вставок	С углеродными вставками
В бланкете нет урана  Частота циклов 1 Гц	10 мин	Вне водяной защиты	0	0
		Внутри вод. защиты, заслонка закрыта	0	0
	2 часа	Вне водяной защиты	50 мин	6 час
		Внутри вод. защиты, заслонка закрыта	50 мин	6 час
	24 часа	Вне водяной защиты	100 мин	6 час
		Внутри вод. защиты, заслонка закрыта	100 мин	6 час
В бланкете нет урана  Частота циклов 25 Гц	10 мин	Вне водяной защиты	0	0
		Внутри вод. защиты, заслонка закрыта	0	0
	2 часа	Вне водяной защиты	0	20 мин
		Внутри вод. защиты, заслонка закрыта	0	20 мин
	24 часа	Вне водяной защиты	5 мин	3 час
		Внутри вод. защиты, заслонка закрыта	5 мин	3 час
В бланкет загружен уран  Частота циклов 1 Гц	10 мин	Вне водяной защиты	0	0
		Внутри вод. защиты, заслонка закрыта	0 (4 час)	0
	2 часа	Вне водяной защиты	50 мин	6 час
		Внутри вод. защиты, заслонка закрыта	6 час (5 час)	6 час
	24 часа	Вне водяной защиты	100 мин	6 час
		Внутри вод. защиты, заслонка закрыта	100 мин (8 час)	6 час
В бланкет загружен уран  Частота циклов 25 Гц	10 мин	Вне водяной защиты	0	0
		Внутри вод. защиты, заслонка закрыта	0 (10 мин.)	0
	2 часа	Вне водяной защиты	0	20 мин
		Внутри вод. защиты, заслонка закрыта	0 (18 мин )	20 мин
	24 часа	Вне водяной защиты	5 мин	3 час
		Внутри вод. защиты, заслонка закрыта	5 мин (20 мин )	3 час
	1 месяц	Вне водяной защиты	5 мин	4 час
		Внутри вод. защиты, заслонка закрыта	5 мин (0,5 час)	4 час
	6 мес	Вне водяной защиты	15 мин	> 6 час

## 8. Выводы

Спроектирован и изготавливается канал транспортировки протонного пучка от линейного ускорителя ИСГРА-36 к мишени, расположенной в центре подкритической сборки нейтронного генератора ПТЭФ. Канал включает в себя магнитные элементы, систему их питания, систему измерения параметров пучка, вакуумную

систему, системы радиационной и вакуумной защиты. Этот канал связывает разнородные части установки – линейный ускоритель протонов и подкритическую сборку. При его разработке учтены требования как ускорительной, так и реакторной технологии.

## Литература

1. I.V. Chuvilo et al. Proton 36 MeV, 0.5 mA Linac ISTRА-36 as a Driven of Multi-purpose Irradiation Test Facility. – Proc. of the 1996 EPAC, v.3, pp.2674-2676.
2. A.M. Kozodaev et al. Program of Activities for the Linac-Driver of ITER Subcritical Facility. – Proc. of the 1997 PAC, pp.2965-2967.
3. K.L. Brown et al. – TRANSPORT, CERN 80-04, 1980.
4. Б.Е. Дружинин, М.М. Кац. Инструкция пользователю и краткое описание программы READ22. Внутренний отчет ИТЭФ, 2000.
5. А.М. Вишнеvский и др. Система измерения поперечных параметров пучка с оптическим преобразователем. – XVI Сoвещание по ускорителям заряженных частиц. Сборник докладов, Протvино, 1998, т.1, с.166.
6. О.В. Шведов и др. Физическое обоснование системы диагностики для определения параметров протонного пучка ускорителя ИСТРА-36 на выходном (вертикальном) транспортирующем канале. Отчет ИТЭФ, 1998, N 976.
7. А.А. Дроздовский, А.М. Козодаев, Ю.Я. Лапицкий. Выбор углеродных материалов для слабоактивируемых поглотителей теряемых в ускорителе частиц. – XVII Сoвещ. по ускорит. заряд. частиц. Протvино, 16-20 октября 2000 г. Аннотации докладов, с.85.

# СИСТЕМА ТЕРМОСТАТИРОВАНИЯ ВЧ-РЕЗОНАТОРОВ ЛИНЕЙНОГО ПРОТОННОГО УСКОРИТЕЛЯ "ИСТРА-36"

*А.Ю. Орлов, В.В. Анисимов, Р.М. Венгров, А.М. Козодаев,  
Д.А. Лякин, Ю.Г. Орлов, В.П. Шимшурин*  
*Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва*

Спроектирована система, позволяющая регулировать температуру высокочастотных ускоряющих резонаторов ускорителя с точностью  $0,4^\circ\text{C}$  в диапазоне от  $15$  до  $30^\circ\text{C}$ . Основной задачей системы является стабилизация собственной частоты и распределение ускоряющих ВЧ-полей резонаторов в любых возможных режимах работы ускорителя.

## Temperature Control System for RF Resonators of Proton Linac 'Istra 36'

*A. Yu. Orlov et al.*

RF resonator's temperature control system is discussed. The maintained temperature resolution is  $0,4^\circ\text{C}$  in the range of  $15\text{--}30^\circ\text{C}$ . When connected with automatic resonant frequency controls this system allows maintaining RF resonators frequencies in  $\pm 2\text{ kHz}$  range. The calculation of the system requirements is shortly described. Common structure scheme and basic electronics architecture solution are presented.

### 1. Введение

Для охлаждения и термостатирования ускоряющих резонаторов RFQ, DTL-1, банчера, DTL-2 (Рис.1) линейного протонного ускорителя "ИСТРА-36" – драйвера сооружаемого в ИТЭФ электроядерного нейтронного генератора [1], спроектирована и частично изготовлена система автоматической регулировки температуры АРТ-резонаторов.

### 2. Требования к системе

Система должна обеспечивать охлаждение резонаторов таким образом, чтобы во всем диапазоне выходных токов от нулевого до номинального, с величиной  $0,5\text{ mA}$  (среднее значение), максимальные изменения их геометрических размеров не превышали величину  $\pm 50\text{ мкм}$ . Выполнение этого условия гарантирует, что искажения



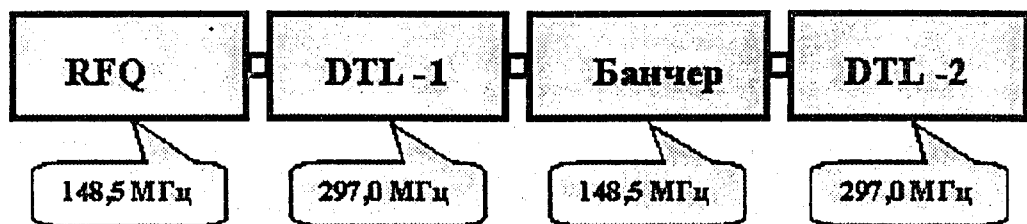


Рис. 1. Структура ускорителя "Истра 36"

предварительно настроенных полей резонаторов при тепловом воздействии не будут выходить за рамки допустимых значений.

Энергетические требования к системе определяются как той мощностью, которую требуется отводить от резонаторов, так и необходимыми запасами по регулированию, которые определяют быстродействие системы, особенно в моменты переходных процессов. Наибольший вклад в изменение температуры дает нагрев за счет высокочастотных потерь мощности в стенках резонаторов. Мощности, рассеиваемые в стенках резонаторов при номинальном режиме работы, составляют для RFQ – 3,8 кВт, DTL-1 – 3,7 кВт, банчер – 0,7 кВт, DTL-2 – 9,5 кВт.

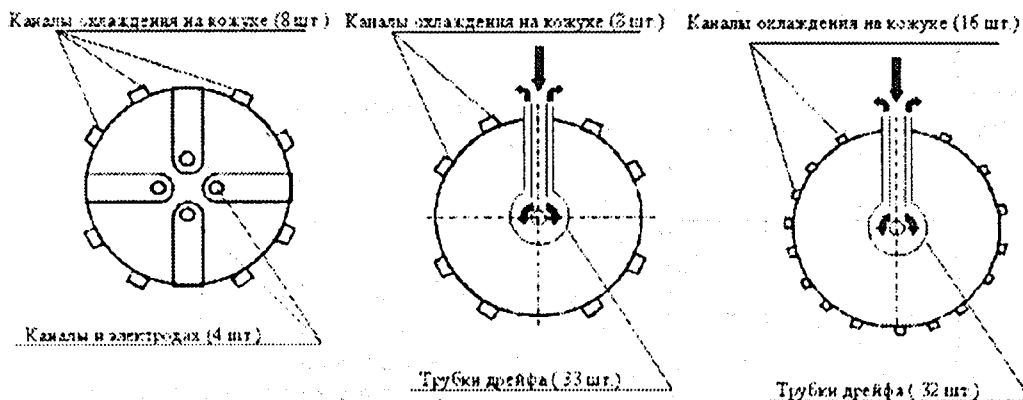


Рис. 2. Положение подохлаждающих каналов в сечениях резонаторов: а) RFQ; б) DTL-1; в) DTL-2

В режиме стабилизации собственных частот ускоряющих резонаторов система дополняет традиционную механическую подстройку частоты, обеспечивая при этом минимальные искажения распределения ускоряющих полей, вызываемые изменением положения подстроечных элементов. Исходя из этого условия, система АРТ должна удерживать отклонение собственной частоты резонаторов в пределах  $\pm 2$  кГц от номинальных значений.

### 3. Расчетные оценки

Известно, что менять степень нагрева или охлаждения резонаторов можно изменением температуры охлаждающей воды [2] или её расходом [3]. В спроектированной системе выбран способ воздействия на параметры резонаторов температурой воды при постоянном расходе в каждом канале, что позволяет полностью использовать мощность насоса, упростить схему контроля и управления системой.

Исходными данными для расчета оптимального расхода воды через резонаторы и выбора оптимальных схем соединений охлаждающих каналов резонаторов являлись указанные ранее величины мощностей ВЧ-потерь в резонаторах и конструктивные особенности исполнения охлаждающих каналов, представленных на рис.2.

Были проведены аналитические термостатические расчеты для оценки подогрева воды при ее протекании в охлаждающих каналах, учитывающие перепады температур и коэффициенты теплопередачи между стенками каналов и протекающей водой. Полученные распределения тепловых полей использовались затем для расчета температурных деформаций конструкций резонаторов при вводе номинальной ВЧ-мощности.

На рис.3 представлены графики изменений максимальных значений геометрических размеров резонаторов в зависимости от величины среднего тока при оптимальных значениях расходов воды в резонаторах:  $Q_{\Sigma RFQ} - 25$  л/мин.  $Q_{\Sigma DTL-1} - 40$  л/мин.  $Q_{\Sigma DTL-2} - 80$  л/мин.

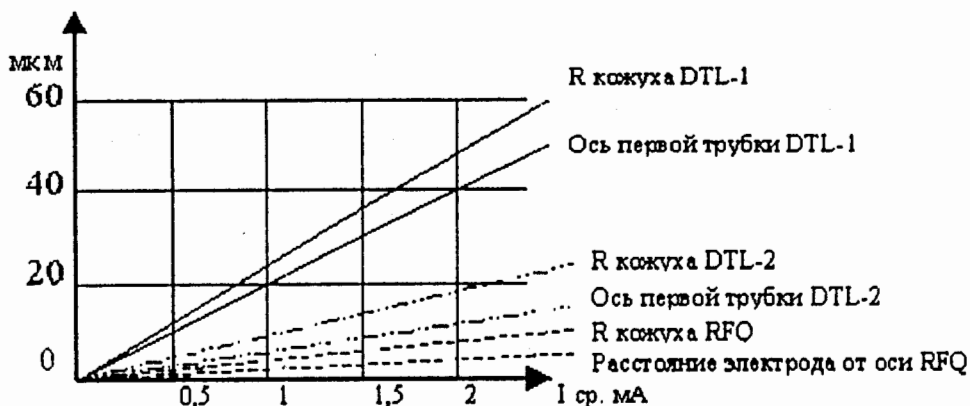


Рис. 3. Максимальные изменения геометрических размеров резонаторов в зависимости от величины среднего тока пучка

На рис.4 представлены графики изменений длин трубок дрейфа DTL-1 и DTL-2 в зависимости от величины среднего тока пучка.

Из графиков видно, что при указанных расходах воды и режиме работы ускорителя со средним током 1 мА максимальные изменения геометрических размеров не превышают допустимых значений и тем самым не искажают распределения полей в резонаторах.

Были проведены расчеты по определению зависимости собственной частоты резонаторов от температуры их кожухов, электродов (RFQ) и трубок дрейфа (DTL).

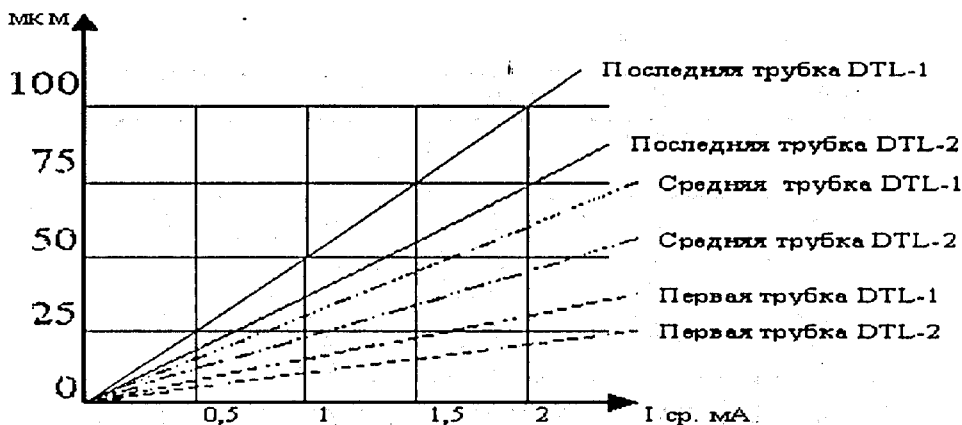


Рис. 4. Изменения длин трубок дрейфа в зависимости от величины среднего тока пучка

Величина температурного ухода частоты по этим расчетам составила 5 кГц/град. Экспериментальные данные, полученные в ходе измерений, подтвердили результаты проведенных расчетов. Проведенные исследования позволили сформулировать достаточное условие, выполнение которого системой АРТ обеспечивает нормальную работу всех резонаторов ускорителя – температура резонаторов в стационарном режиме должна поддерживаться с точностью не хуже  $\pm 0,4^\circ \text{C}$ .

#### 4. Конструкция и принципы работы системы АРТ

На рис.5 представлена структурная схема системы АРТ. На рис.6 представлена конструкция смесителя.

Система работает следующим образом. Дистиллированная вода из накопительного бака насосом подается на один из входов смесителей, на другой вход которых тем же насосом подается вода, прошедшая через теплообменник. Расход воды насоса остается постоянным при любом положении регулятора смесителя. Положение подвижного регулятора смесителя определяет температуру воды на его выходе. После достижения регулятором крайнего положения, в котором полностью перекрывается вода из теплообменника, дальнейшая регулировка температуры производится электронагревателями. Температуру воды на входах в резонаторы можно изменять от  $+12^\circ \text{C}$  до  $+42^\circ \text{C}$ .

Для вывода системы на рабочий режим до ввода ВЧ-мощности резонаторы предварительно прогреваются и настраиваются стационарными плунжерами на номинальные частоты. При постепенном увеличении уровня ВЧ-мощности температура воды на входах резонаторов понижается, поддерживая неизменными, в зависимости от выбранного режима, собственную частоту или температуру резонаторов.

Температура воды на входах и на выходах охлаждающих каналов измеряется с помощью терморезистивных датчиков с сопротивлением 100 Ом. Структурная схема электронной части системы приведена на рис.7.

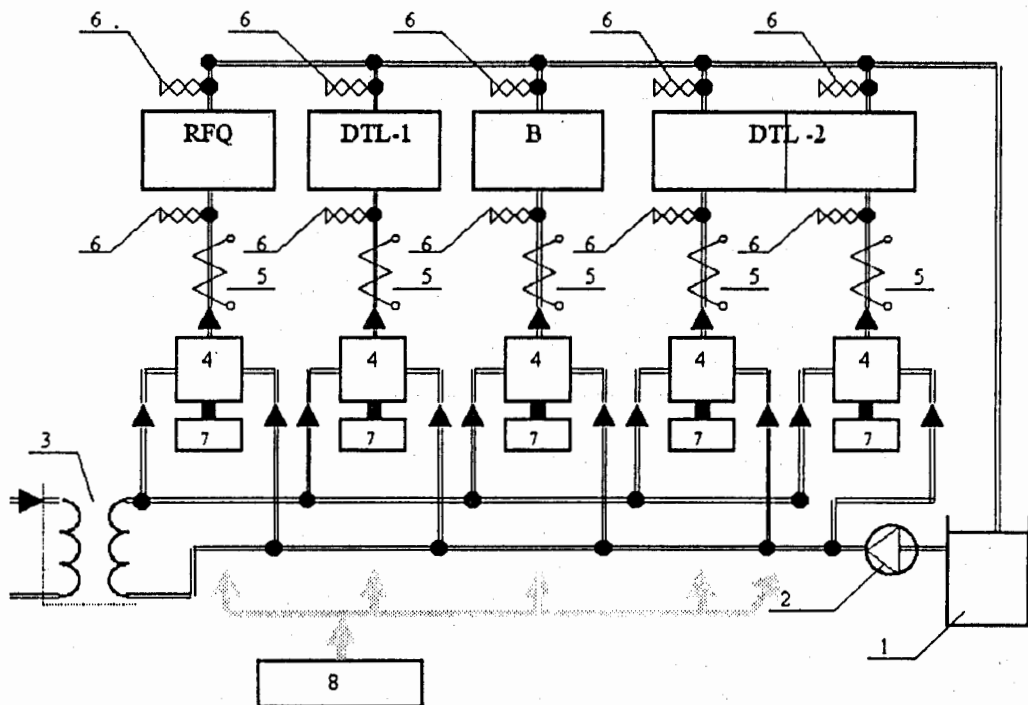


Рис. 5. Структурная схема системы АРТ: 1) накопительный бак, 2) водяной насос, 3) теплообменник, 4) смеситель, 5) нагреватели, 6) термодатчики, 7) привод смесителя, 8) электронная система контроля

Система может работать в ручном режиме, режиме термостатирования и режиме стабилизации резонансных частот. В ручном режиме положения регулирующих элементов задаются оператором, который может наблюдать за состоянием системы по показаниям термодатчиков. В режиме термостатирования система автоматически поддерживает режим нагрева, при котором показания с определенных датчиков удерживаются в диапазоне  $\pm 0,4$  градуса от заданного значения. В режиме стабилизации собственных частот система использует дополнительную информацию о текущей настройке резонаторов. Эти данные подготавливаются системами АРЧ и фактически представляют собой координаты положения полстроечных плунжеров резонаторов. Для данного режима целью регулирования является удержание в некотором смысле оптимальным образом данных плунжеров в окрестности некоторого заданного положения.

Во всех режимах распределенные вдоль ускорителя контроллеры ведут опрос подключенных к ним датчиков. В автоматических режимах эта информация раз в 10 секунд запрашивается центральным процессором системы с целью дальнейшей отработки.

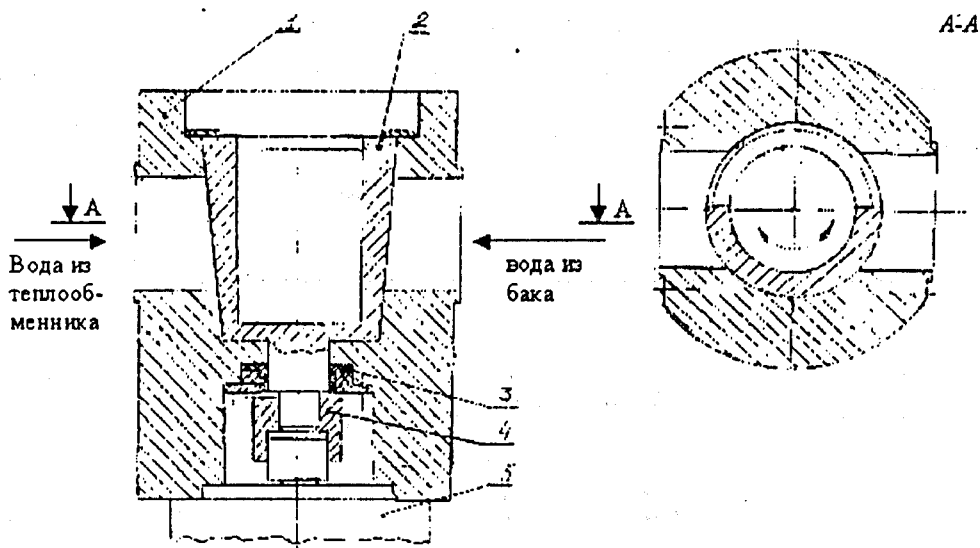


Рис. 6. Разрез смесителя: 1) корпус, 2) подвижный регулятор, 3) уплотнение, 4) соединительная муфта, 5) электромеханический привод

Электронная часть системы АРТ представляет собой несколько многоканальных устройств, собирающих информацию с температурных датчиков. Устройства, выполненные на базе восьмипразрядного RISC-микропроцессора, распределены по всей длине ускорителя и соединены между собой с помощью интерфейса CAN. Центральный модуль системы (по одному на каждый резонатор) имеет возможность получить данные со всех датчиков. На базе принятой информации в соответствии с заложенным или загруженным по сети алгоритмом процессор модуля выдает соответствующие команды контроллерам исполнительных устройств: нагревателей и приводов смесителей, которые также доступны через локальную сеть. Так как количество датчиков на резонаторах не одинаково, возникает потребность в дополнительных измерительных блоках. По конструкции этот блок идентичен блоку центрального модуля, но в отличие от блока центрального модуля функция данного блока заключается только в сборе информации и передаче ее в центральный модуль.

## 5. Заключение

Разработана система термостатирования, позволяющая поддерживать температуру резонаторов ускорителя с точностью  $\pm 0,4^\circ \text{C}$  во всем диапазоне частоты повторения ВЧ-импульсов и выходных токов пучка. Проведенные предварительные испытания системы позволили оценить ее эффективность как достаточную для решения поставленной задачи.

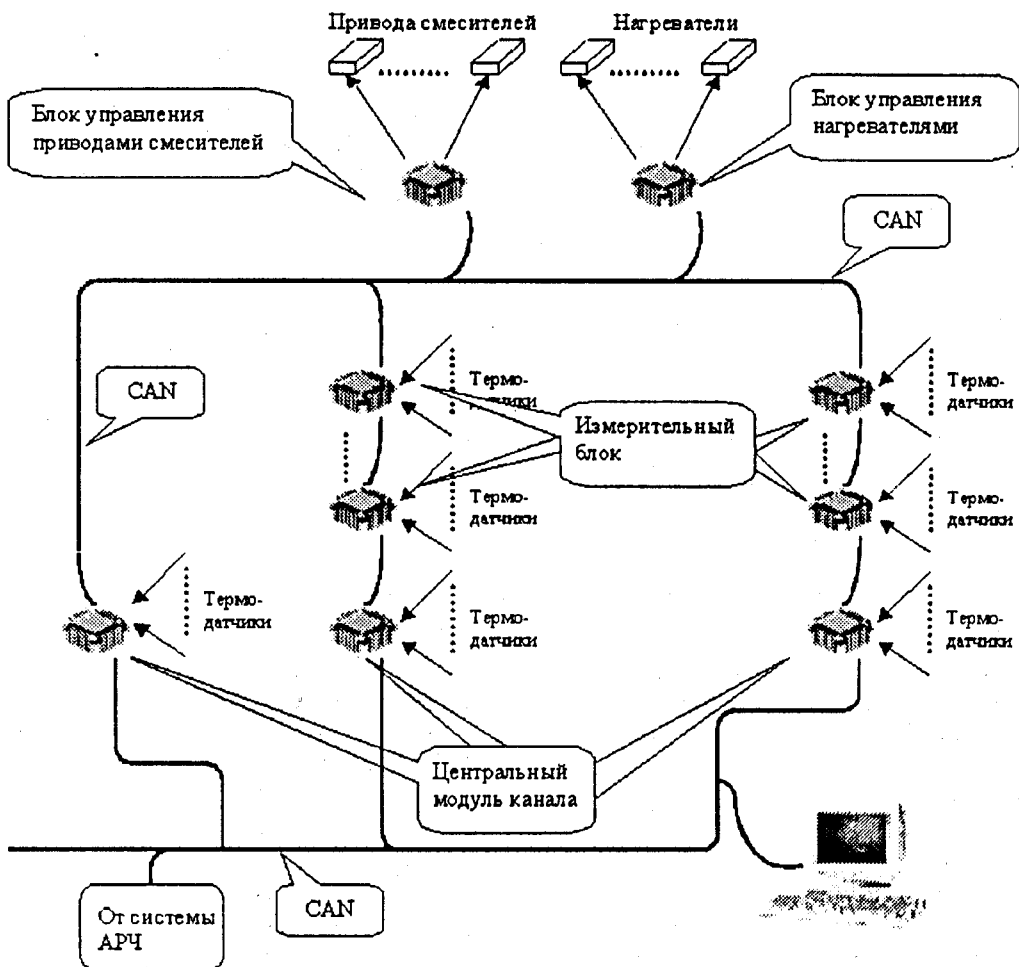


Рис. 7. Структурная схема электронной части системы

### Литература

1. В.С. Артемов и др. Линейный ускоритель протонов "Истра-36" как драйвер экспериментальной электроядерной установки ИТЭФ. МИФИ. Научная сессия-99. Сборник трудов, т.4, с.120.
2. G.R. Swain, R.A. Gore, R.A. Jamison. - Proc of the 1968 Proton Linear Accel Conf. Brookhaven National Laboratory, New York, 1968. p.159.
3. А.С. Ковалишин и др. Испытание системы автоматического управления резонансной частотой резонатора в режиме подготовки к вводу ВЧ-мощности на стенде ИЯИ АН СССР. Труды 9 всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Том 1. ОИЯИ. Дубна. 1985 г. стр.244.

# ИМПУЛЬСНЫЙ СИЛЬНОТОЧНЫЙ ИСТОЧНИК ЭЛЕКТРОНОВ И ИОНОВ

*С.А. Коренев*

*STERIS Corporation, USA*

*А.В. Калмыков, В.П. Сиколенко*

*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна*

В основе источника электронов и ионов лежит физическое явление "взрывной электронной и ионной эмиссии". В зависимости от полярности импульсного напряжения на эмиттере источник работает в следующих режимах: режим электронного пучка; режим ионного пучка. Основные параметры источника: кинетическая энергия 100–300 кэВ; ток пучка электронов до 1 кА; ток пучка ионов до 140 А; длительность импульса ускоряющего напряжения 300 нс. Система измерения электрических параметров облучаемых образцов позволяет оперативно вносить коррективы в режимы облучения. В режиме электронного пучка осуществляется облучение материалов различного вида: металлов, полупроводников и т.п., в ионном режиме проводится напыление плёнок.

## **Pulse Heavy-Current Source of Electrons and Ions**

*S.A. Korenev, A.V. Kalmykov, V.P. Sikolenko*

The physical phenomenon of "explosive electronic and ionic emission" is the basis of electron and ion source. The source has the following operation modes depending on polarity of a pulse voltage on the emitter: an electronic bunch mode and an ionic bunch mode. The main parameters of the source are: kinetic energy of 100–300 keV; electron bunch current up to 1 kA; ion bunch current up to 140 A, pulse duration of the accelerating voltage 300 ns. The system of measurement of electric parameters of irradiated samples allows making corrective amendments in irradiation modes operatively. The irradiation of a various kinds of materials: metals, semiconductors etc. is carried out while electronic bunch mode. Film dusting is realized while ionic mode.

## **1. Введение**

Импульсный сильнотоочный источник заряженных частиц, построенный в ЛФЧ ОПЯИ, позволяет получать пучки электронов, ионов, рентгеновского излучения в зависимости от полярности высокого импульсного напряжения на вакуумном диоде. В основе источника лежит физическое явление "взрывной электронной эмиссии" [1] и "взрывной ионной эмиссии" [4]. Для работоспособности источника необходимо вы-

полнить условие формирования катодной и анодной плазмы, которое заключается в получении необходимой напряжённости электрического поля в диоде, превышающего некоторую пороговую:

$$E = kU/d > 10^5 \text{ В/см} \quad (\text{взрывная электронная эмиссия})$$

$$E = kU/d > 10^7 \text{ В/см} \quad (\text{взрывная ионная эмиссия})$$

где  $U$  – напряжение на диоде;  $k$  – фактор усиления электрического поля, определяемый геометрией или материалом эмиттера (инициатора плазмы);  $d$  – расстояние между анодом и катодом вакуумного диода.

#### Параметры источника заряженных частиц

Кинетическая энергия	200–300 кэВ
Длительность импульса	300 нс
Частота импульсов	1–10 Гц
Ток электронного пучка	1 кА
Ток ионного пучка	140 А
Вид ионов	все проводящие материалы

## 2. Экспериментальная аппаратура

На рис.1 показана структурная схема импульсного источника заряженных частиц. Он состоит из высоковольтного импульсного генератора (I) (Аркадьева – Маркса), вакуумного диода (IV), в котором получают пучки электронов, ионов, кластеров, вакуумной системы (III), позволяющей получать вакуум  $10^{-5}$  торр, и системы управления (II). Вакуумный диод прост в конструкции и состоит из стальной вакуумной камеры (8), высоковольтного изолятора (1), сделанного из капларона (тефлона). В изолятор вмонтирован анод/катод (2). Поток электронов (ионов) вытягивается сеточным электродом (3). Для измерения тока пучка используется пояс Роговского (5).

Углеродно-волоконистые катоды [3] диаметром 10–30 мм использовались в режиме получения электронного пучка. Катоды на базе высокотемпературной сверхпроводящей керамики Bi-Ca-Sr-Cu-O [5] применялись для получения электронных пучков низкой энергии. Танталовая фольга толщиной 200–500 мк использовалась для получения пучка рентгеновского излучения.

Вольт-амперные характеристики вакуумного диода в режиме электронного пучка для катодов из различных материалов приведены на рис.2.

## 3. Физические процессы, проходящие в образце при облучении сильноточным импульсным пучком электронов и ионов

При облучении образца сильноточным импульсным пучком электронов и ионов энергия передаётся за очень короткое время в ограниченную область взаимодействия пучка и облучаемого вещества. Например, импульс электронного пучка с током  $I = 1000$  А при длительности  $t_u = 300$  нс кинетической энергии  $E = 300$  кэВ обладает энергией  $W = U \cdot I \cdot t_u = 90$  Дж. При облучении образца таким пучком



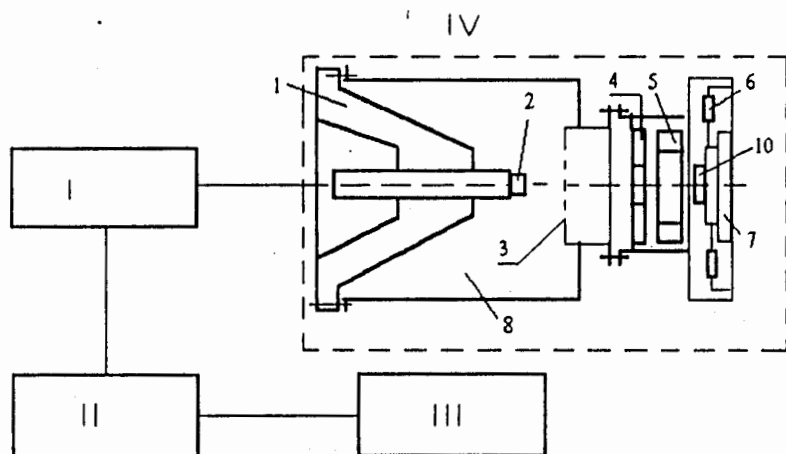


Рис. 1. Блок-схема импульсного источника электронов, ионов, кластеров: I – высоковольтный генератор; II – управление; III – вакуумная система; IV – вакуумный дпод; 1 – высоковольтный изолятор; 2 – эмиттер частиц; 3 – вытягивающий электрод; 4 – коллиматор; 5 – пояс Роговского; 6 – токовый шунт; 8 – вакуумная камера; 10 – образец

мгновенная температура в поверхностном слое может достигать нескольких тысяч градусов Кельвина. Процесс диффузионного распространения тепла определяется тепловой константой  $\tau = 3R^2\rho \cdot c/\lambda$ , где  $R$  – глубина проникновения пучка,  $\rho$  – плотность образца,  $c$  – тепловая ёмкость,  $\lambda$  – тепловая проводимость.

Тепловая проводимость  $\tau$  облучаемых образцов много больше, чем время взаимодействия пучка с веществом, которое равно  $t_u = 300$  нс. Из этого следует, что в ограниченном объёме взаимодействия пучка и облучаемого вещества реализуется условие адиабатического распространения тепла. В таком случае при облучении образца в локальной области взаимодействия температура на глубине пробега электронов равна

$$T = 2W \cdot t_u / (h_e \cdot \rho \cdot S),$$

где  $W$  – плотность мощности пучка электронов;  $t_u$  – длительность импульса тока пучка электронов;  $h_e$  – глубина пробега электронов;  $\rho$  – плотность вещества;  $S$  – площадь облучаемой поверхности.

Поскольку проникновение сильноточного пучка электронов и ионов сопровождается таким градиентным высокоскоростным разогревом вещества, то в нём возникают упругие напряжения и деформации. При этом внутри облученной области давление, вызванное градиентом теплоты, достигает  $\sim 10^{10}$  Па. Возникает ударная волна. Распространение ударной волны описывается уравнением

$$\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = C, \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \frac{K \cdot \alpha}{\rho} \frac{\partial T}{\partial x}, \text{ где } U(x, 0) = 0; \frac{\partial U(x, 0)}{\partial t} = 0; 0 < x < \infty; 0 < t < R/C;$$

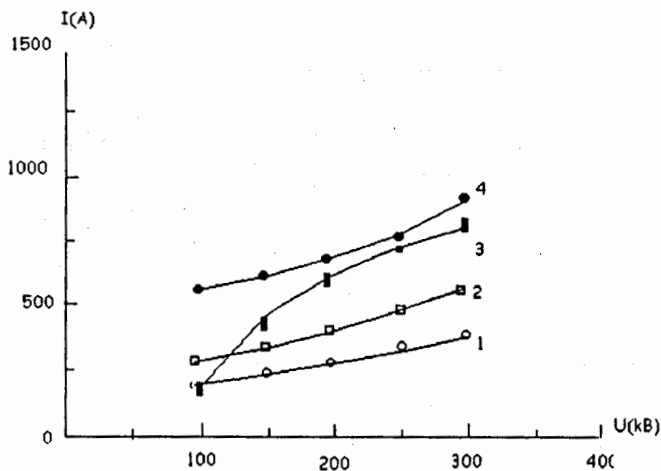


Рис. 2. 1 – катод из высокотемпературной сверхпроводящей керамики (Y-Ba-Cu-O); 2 – Nb-Ti волоконистый катод; 3 – углеродно-волоконистый катод; 4 – SiC-катод

$U(x, t)$  – поле деформаций,  $C_s$  – скорость звука,  $K$  – модуль всестороннего сжатия,  $\alpha$  – коэффициент теплового расширения,  $\rho$  – плотность вещества,  $R$  – глубина проникновения электронов. В результате теплового и ударного воздействия в зоне взаимодействия мощного электронного и ионного пучка с облучаемым образцом происходят различные структурные изменения. Толщина этого слоя определяется кинетической энергией пучка и величиной пробега электронов в материале облучаемого образца.

#### 4. Напыление плёнок и покрытий

В процессе напыления с формированием ионного пучка наблюдается интенсивное распыление материала инициатора анодной плазмы. Такое взрывное распыление влечёт за собой импульсную конденсацию частиц материала анодной плазмы на подложку. При этом удачно сочетается напыление плёнок с ионным облучением [5,6]. На рис.3 показана временная диаграмма напыления плёнок в вакуумном диоде с закорачиванием диода анодной плазмой ( $t_{II} > t_3$ , где  $t_{II}$  – длительность импульса напряжения на вакуумном диоде;  $t_3$  – время закорачивания диода плазмой). Благодаря большому разрядному току в диоде возрастает скорость напыления. При закорачивании диода анодной плазмой амплитуда импульса напряжения на вакуумном диоде уменьшается (штриховая линия в импульсе  $U$ ), а полный ток (разрядный ток) возрастает (импульс  $J_f$ ). Этот процесс сопровождается усилением эрозии анода и, следовательно, увеличением массопереноса материала анода. Ионная модификация осуществляется пучком ионов, который формируется до закорачивания диода анодной плазмой (импульс  $J_b$ ). Необходимо отметить, что первый пучок по-

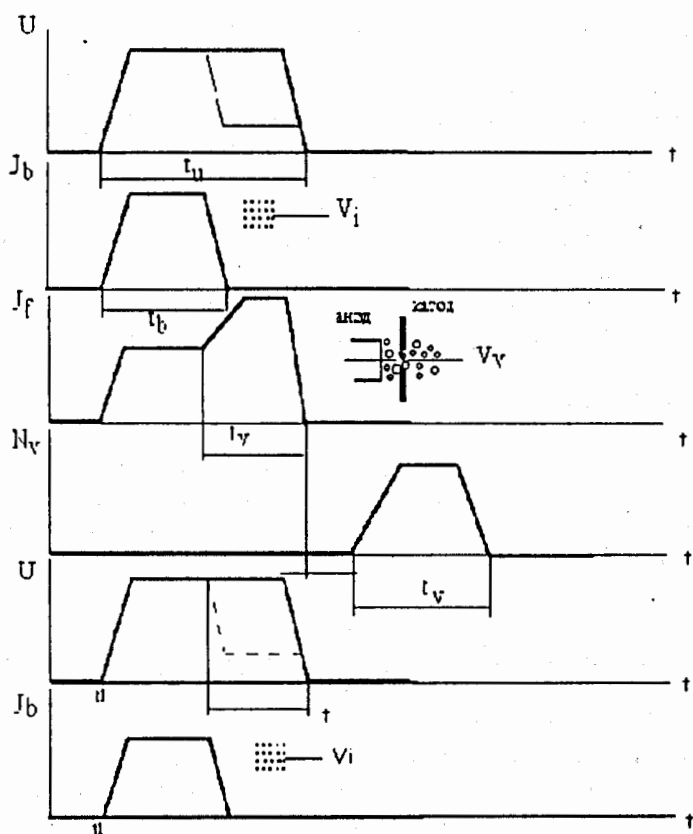


Рис. 3. Временные диаграммы напыления плёнок и их ионной модификации в импульсном взрывозмиссионном ионном вакуумном диоде.  $U$  — напряжение на диоде;  $J_b$  — ток ионного пучка;  $J_f$  — полный ток в диоде;  $N_v$  — плотность паровой фазы материала-инициатора анодной плазмы;  $V_i$  — поток ионов;  $V_v$  — поток пара;  $t_{11}$  — длительность импульса напряжения;  $t_b$  — длительность импульса тока пучка;  $t_f$  — время распыления инициатора анодной плазмы при закорачивании диода анодной плазмой;  $t$  — время задержки между окончанием импульса полного тока в диоде и моментом прихода паровой компоненты на подложку;  $t_1$  — начало следующего импульса напряжения и тока пучка; ..... — ионы; ooooo — паровая компонента материала инициатора анодной плазмы

нов осуществляет "чистку" поверхности подложки. Процессы импульсного напыления повторяются с частотой, определяемой в основном параметрами генератора импульсного напряжения.

## 5. Применение источника заряженных частиц

Главное достоинство источника – получение как электронных, так и ионных пучков во время одного сеанса облучения. Здесь надо отметить простоту перестройки режима "электронного пучка" на режим "ионного пучка", которое заключается в изменении полярности напряжения на эмиттере вакуумного диода. Применение системы измерения электрических параметров облучаемых образцов [7] дало возможность оперативно вводить коррективы в режимы облучения, находить оптимальный режим работы источника.

Импульсный источник электронов и ионов используется в экспериментах с высокопоточными пучками, а также широко применяется в исследованиях в области пучковых технологий :

1. Поверхностная модификация материалов высокопоточным импульсным пучком электронов.

Отличный результат был получен после модификации поверхности графитовых электродов высокопоточным пучком электронов [8]. Электрическая прочность в вакуумном зазоре между облученными электродами увеличилась на 70%.

2. Синтез и отжиг полупроводниковых структур.
3. Напыление плёнок и покрытий с электронным и ионным перемешиванием.

Были получены плёночные структуры нерастворимых друг в друге элементов Ti/Al и Al/Be [6]. Напыление плёнок Al на бериллиевую фольгу с помощью ионного диода позволяет получить фольги для выпускных устройств электронных ускорителей, ресурс которых превышает промышленные в несколько раз. Напыление в импульсном взрывозмиссионном диоде многокомпонентных систем, таких, как высокотемпературные сверхпроводящие плёнки Y-Ba-Cu-O и Bi-Sr-Ca-Cu-O, сопровождается одновременным ионным её облучением, которое способствует созданию между плёнкой и подложкой буферной зоны переменного состава и, как следствие, – хорошее сцепление плёнки с подложкой, равномерность роста плёнки [5].

4. Стерилизация пищевых продуктов и инструментов.
5. Источник в качестве инжектора линейного ускорителя электронов и ионов.

Эксперименты с источником в режиме "электронного пучка" при использовании в качестве инжектора индукционного линейного ускорителя [9] показали высокую стабильность токоотбора ( $\Delta J/j = 1,4\%$ ). В дальнейшем, как продолжение этой работы, был предложен проект использования источника в электронно-ионном режиме [10], что даёт возможность ускорения электронов и ионов в индукционном линейном ускорителе.

## 6. Заключение

Мы можем сделать следующие выводы:

1. Использование электронной и ионной эмиссии позволило создать новый уникальный инструмент как для научных исследований, так и для решения прикладных задач.

2. Проведённые исследования в течение длительного времени, начиная с 1981 года, показали перспективность импульсных электронных источников на основе взрывной электронной эмиссии.
3. Открытие взрывной понной эмиссии позволило сделать новый шаг в развитии техники и технологии сильноточных пучков ионов.
4. Прикладные исследования с приведённым выше импульсным источником электронов и ионов подтвердили его высокую работоспособность и универсальность.

В заключение авторы высказывают глубокую благодарность В.П. Саранцеву за поддержку данных работ, за его понимание и за его непредвзятое руководство.

### Литература

1. Бугаев С.П., Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Взрывная эмиссия электронов. УФН, 1975, т.115, в.1, стр.101.
2. Корнев С.А. Сообщение ОИЯИ, N 9-81-703, Дубна, ОИЯИ, 1981.
3. Корнев С.А., Баранов А.М. и др. Препринт ОИЯИ, N 13-88-292, Дубна, ОИЯИ, 1988.
4. Корнев С.А. Взрывная эмиссия многозарядных ионов. – Труды 2 семинара молодых учёных ОИЯИ в области экспериментальной физики. Дубна, ОИЯИ, P15-85-862, 1985, с.4.
5. Корнев С.А., Сиколенко В.В., Штанько С.П. – II Всесоюзная конференция по высокотемпературной проводимости - тезисы докладов. Киев, 1989, стр. 297.
6. Корнев С.А., Сиколенко В.В., Балалыкин Н.П., Орелович О.А. Напыление плёнок с ионным перемешиванием в импульсном взрывоэмиссионном диоде. ПТЭ, 1995, N3, стр.183.
7. П.К.Взоров, А.В.Калмыков, С.А.Корнев, В.Ф.Минашкин, В.В.Сиколенко. Автоматическая система экспресс-анализа облучаемых образцов. Сообщение ОИЯИ, P10-99-192, Дубна, 1999.
8. Korenev S.A., Kalmykov A.V. Improving of electrical vacuum insulation between electro-grade graphite electrodes. – 11-th IEEE International Pulsed Power Conference, v1, p.525, Baltimore, Maryland, USA, 1997.
9. Азорский Н.П., Балалыкин Н.П., Корнев С.А., Саранцев В.П. и др. – VII Всесоюзный Симпозиум по Сильноточной Электронике, V.1/(1988), 55, Томск.
10. S. Korenev, I. Puzynin, V. Samoilov, A. Sissakian. – Proc. 2-nd Intern. Conference on Accelerator-Driven, Transmutation Technology and Application, (1996), All., Kalmar, Sweden.

20.00

Научное издание

**IV Научный семинар памяти В. П. Саранцева**

*Труды*

**IV Scientific Seminar in Memory of V. P. Sarantsev**

*Proceedings*

Д9-2002-23

Ответственная за подготовку сборника к печати *Т. В. Рукояткина*

Редактор *М. И. Зарубина*

Компьютерная верстка *Т. В. Рукояткиной*

Фото *Ю. А. Туманова*

ЛР № 020579 от 23.06.97.

Подписано в печать 14.06.2002.

Формат 70 × 100/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 21,45. Уч.-изд. л. 22,28. Тираж 250 экз. Заказ № 53368.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.