

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1-2008-29

С. Вокал, А. Д. Коваленко, А. М. Кондратенко\*,  
М. А. Кондратенко\*, В. А. Михайлов, Ю. Н. Филатов,  
С. С. Шиманский<sup>1</sup>

ПРОГРАММА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
И ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ  
ПУЧКОВ ПРОТОНОВ И ЛЕГКИХ ЯДЕР  
НА НУКЛОТРОНЕ ОИЯИ

Направлено в журнал «Письма в ЭЧАЯ»

---

\*ГОО «Заряд», Новосибирск

<sup>1</sup>E-mail: Stepan.Shimanskiy@jinr.ru

2008

## ВВЕДЕНИЕ

Целью данной работы является представление физического обоснования важности и технической реализуемости проведения уникальных поляризационных исследований на ускорительном комплексе ЛВЭ. В настоящее время обсуждается возможность создания в ЛВЭ ОИЯИ коллайдера. Предлагаемая физическая программа и развитый подход решения задачи сохранения поляризации при ускорении могут являться базой для разработки программы поляризационных исследований на коллайдере.

В Лаборатории высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина работает и продолжает совершенствоваться ускоритель релятивистских ядер нуклотрон [1]. После вывода в 2003 г. из эксплуатации синхрофазотрона нуклотрон является основным ускорителем для проведения исследований в области релятивистской ядерной физики и физики частиц в ОИЯИ. Ускоритель использует разработанные в ЛВЭ магниты со сверхпроводящими обмотками и может ускорять пучки протонов до энергии 12 ГэВ и ядер до 6 ГэВ/нуклон (в настоящее время на нуклотроне ускоряются ядра вплоть до Kr). К уникальным характеристикам ускорительного комплекса ЛВЭ ОИЯИ можно отнести:

- возможность работать в быстроциклическом режиме ускорения с частотой повторения до 1 Гц;
- возможность работать на внутренних пучках ускорителя нуклотрон, для чего на теплом участке создана специальная мишенная станция;
- возможность работать с выведенными пучками с длительностью растяжки пучка до 10 с и высокой степенью однородности;
- возможность работать с пучком поляризованных дейтронов [2] и вторичными пучками поляризованных нейтронов и протонов;
- возможность использовать для работы с выведенными пучками поляризованную водородную мишень [3];
- возможность использовать в экспериментах с выведенными пучками различные типы уникальных криогенных мишеней, созданных группой Л. Б. Голованова [4], рабочим веществом в которых могут быть жидкие водород, дейтерий и гелий.

Особенностью ускорительного комплекса ЛВЭ является возможность проводить исследования спиновых характеристик взаимодействий и спиновой структуры адронной материи — поляризационные исследования. Огромная важность этих исследований связана с тем, что до сих пор не решена одна из основных проблем современной физики высоких энергий — получение спиновых характеристик адронов (ядерной материи) из спиновых характеристик кварков и глюонов. Поляризационные исследования в ЛВЭ ОИЯИ дают уникальные данные, без которых невозможно построение последовательной теории.

Расширение перечня ускоряемых частиц планируется после создания универсального высокоинтенсивного источника поляризованных дейтронов (протонов) с зарядообменным плазменным ионизатором на базе оборудования, переданного из IUCF (Bloomington, USA) в рамках Соглашения между ОИЯИ и IUCF, и в сотрудничестве с ИЯИ РАН (г. Троицк) [5]. Проектный ток на выходе источника — до 10 мА для  $\uparrow D^+$  (для  $\uparrow H^+$  свыше 10 мА). Разрабатываемый источник при необходимости сможет работать как источник поляризованных отрицательных ионов  $\uparrow D^-$  ( $\uparrow H^-$ ). Существуют также реальные возможности создания источника пучков поляризованных  ${}^3\text{He}^{++}$ .

В 2002 г. на нуклотроне была продемонстрирована возможность ускорения пучка поляризованных дейтронов без сколь-нибудь значимой потери поляризации с кинетической энергией вплоть до 4,5 ГэВ. Теоретические расчеты показывают возможность ускорения дейтронов на нуклотроне без существенной потери поляризации вплоть до энергии 11 ГэВ (или 5,5 ГэВ/нуклон) без введения дополнительных элементов в структуру нуклотрона или выбора специальных режимов ускорения.

Наличие широкого выбора поляризованных пучков и мишеней делает ускорительный комплекс ЛВЭ местом для проведения уникальных исследований спиновой и кварк-глюонной структуры нуклонов и легчайших ядер. В настоящее время в мире нет проекта, который бы планировал такие широкие возможности для проведения поляризационных исследований на пучках протонов и легчайших ядер с энергией до  $\sqrt{s_{NN}} \sim 10$  ГэВ.

## 1. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Основным направлением исследований ЛВЭ ОИЯИ является исследование адронной (ядерной) материи при больших плотностях и различных температурах, когда основную роль начинают играть не нуклонные, а кварковые и глюонные степени свободы. За последние 20 лет произошли кардинальные изменения нашего понимания, какими могут быть состояния ядерной (адронной) материи при различных температурах и давлениях [6]. Пройден путь

от представления, что неважно, повышаем ли плотность ядерной материи или ее температуру, мы приходим к одному и тому же состоянию, названному кварк-глюонной плазмой (состоянию без адронов, когда в макрообъеме кварки и глюоны слабо взаимодействуют между собой). Современная точка зрения рассматривает существенно разные состояния, которые реализуются при высоких и низких температурах (и больших плотностях). Использование тяжелых ионов позволяет надеяться получать состояния ядерной материи при высоких температурах. Исследование процессов с большими передачами с пучками легких ядер и протонов позволяет получать состояния ядерной материи при низких температурах и больших плотностях. К последним относятся исследования процессов с предельно большими поперечными импульсами и **кумулятивных процессов, которые являлись основным направлением исследований на ускорительном комплексе ЛВЭ начиная с 70-х годов прошлого столетия.**

В середине 80-х годов прошлого века на синхрофазотроне ЛВЭ начаты эксперименты с пучками поляризованных дейтронов [7]. Уже первые экспериментальные данные о поляризационных характеристиках (в кумулятивной области, что соответствует области  $x > 1$ ,  $x$  — бьеркеновская переменная) показали сильное расхождение с предсказаниями развитых к этому времени теоретических моделей. Кумулятивные процессы связаны с областью малых межнуклонных расстояний (так называемая область кора нуклон-нуклонного взаимодействия) и, следовательно, с большими плотностями ядерной материи, где основную роль могут играть многокварковые конфигурации или нуклонные корреляции. Именно эта область нуклон-нуклонного взаимодействия определяет уравнение состояния ядерной материи в центре звезд и, следовательно, законы эволюции звезд.

К середине 80-х в описании сечений кумулятивных процессов был достигнут большой прогресс как в создании теоретических моделей, так и в разработке феноменологических подходов описания этих процессов [8]. Все теоретические модели обязательно включают кварковые и глюонные степени свободы. Поляризационные исследования потребовали серьезно пересмотреть теоретические модели кумулятивных процессов [9], однако существенные расхождения экспериментальных данных с предсказаниями моделей для поляризационных характеристик остаются до настоящего времени.

«Кризис» в понимании поляризационных характеристик кумулятивных процессов повторил ситуацию с исследованиями нуклон-нуклонных взаимодействий в области предельно больших поперечных импульсов ( $x_T = \frac{2 \cdot p_T}{\sqrt{s}} \sim 1$ ), интенсивно проводившихся в диапазоне энергий нуклотрона в 70-х и 80-х гг. прошлого века на ускорителях ANL и BNL в США. Здесь также можно говорить о серьезном «кризисе» нашего понимания взаимодействия, так как имеется хорошее теоретическое описание сечений на базе

кварк-партонных представлений и, в то же время, невозможно описать наблюдающиеся сильные поляризационные эффекты.

Суммируя «кризисы» в исследованиях кумулятивных процессов и процессов в области предельно больших поперечных импульсов, проблему можно сформулировать так. В исследованиях без привлечения спиновых характеристик явно наблюдаются проявления кварк-глюонных степеней свободы в адронах и легчайших ядрах, причем в самом простом виде (например, поведение сечений прекрасно описывается на основе правил кваркового счета [10]). Однако применение кварк-партонных представлений (т.е. КХД) для описания поляризационных характеристик часто дает абсолютно противоположные предсказания тому, что наблюдается в экспериментах.

Поэтому поиск новых подходов и исследование дополнительных характеристик дадут возможность решить вопросы о природе наблюдаемых эффектов.

Поляризационные исследования с протонами и легчайшими ядрами на нуклотроне позволят решить целый ряд «загадок», ясно обозначившихся при исследованиях в области предельно больших передач ( $x \geq 1$  и  $x_T \geq 1$ ). Эти загадки непосредственно связаны с вопросами описания структуры нуклонов и легчайших ядер в области доминирования валентных кварков, вида кора  $NN$ -взаимодействия и свойствами холодной ядерной материи при плотностях, в несколько раз превосходящих обычную. Все эти вопросы имеют решающее значение для построения непертурбативной части теории сильных взаимодействий — квантовой хромодинамики (КХД), а также для построения последовательной теории эволюции звезд и предсказания свойств материи в центре звезд [11]. Так как сечения процессов в этой области ( $x \geq 1$  и  $x_T \geq 1$ ) сильно падают с ростом энергии, область энергий, при которых возможно проведение этих исследований, ограничена импульсами первичных пучков  $p_{\text{Lab}} < 50 \text{ ГэВ}/c$  ( $\sqrt{s_{NN}} \simeq 10 \text{ ГэВ}$ ).

Наличие поляризованных пучков легчайших ядер на нуклотроне позволяет предложить физическую программу, направленную на решение целого ряда наиболее фундаментальных проблем строения ядерной (адронной) материи, опираясь на опыт работы и результаты, полученные как в ЛВЭ ОИЯИ, так и в других центрах:

- исследования  $pp$ -,  $pd$ -,  $dd$ -,  $p^3\text{He}$ -,  $d^3\text{He}$ -,  $^3\text{He}$   $^3\text{He}$ -столкновений с поляризованными пучками позволят решить загадки спиновой структуры нуклонов и легчайших ядер, а также выяснить особенности спиновой структуры взаимодействий в непертурбативной области КХД; особенно важно, что впервые будет возможно исследовать взаимодействия поляризованной ядерной материи, свойства которой могут определять структуру кора массивных звезд, имеющих огромные магнитные поля;

- выяснить природу необъяснимых до сих пор сильных поляризационных эффектов в  $NN$ -взаимодействиях при  $p_{\text{Lab}} > 6$  ГэВ в области предельно больших  $p_T$  и как эти особенности связаны с изменением поведения валентных кварков в этой кинематической области; уникальной особенностью будет то, что наличие различных поляризованных ядер на коллайдере позволит впервые проводить исследование с полным изотопическим набором состояний нуклон-нуклонной системы ( $nn$ ,  $pn$  и  $pp$ );
- детально исследовать вопросы нарушения  $P$ - и  $T$ -четности в  $NN$ -взаимодействиях;
- решить вопрос о природе кумулятивных (подпороговых) процессов;
- выяснить природу нарушения правил кваркового счета и определить область их применимости (в том числе при взаимодействии легчайших ядер);
- разобраться с загадкой резонансного поведения цветовой прозрачности при  $p_{\text{Lab}} \sim 9,5$  ГэВ/с ( $p_T \sim 2$  ГэВ/с).

Для получения пучков поляризованных легчайших ядер с высокой степенью поляризации необходимо провести детальное исследование динамики спина во всех элементах ускорительного комплекса ЛВЭ — исследование возможных схем для управления направлением поляризации на мишенях (или в месте столкновения, в случае коллайдера). Самостоятельной задачей является создание систем поляриметрии для контроля степени поляризации пучков в процессе ускорения и при выводе на физические установки.

## 2. УСКОРЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПУЧКОВ ПРОТОНОВ И ЛЕГЧАЙШИХ ЯДЕР

Наличие у частиц магнитного момента, который взаимодействует с внешними магнитными полями, приводит к тому, что в процессе ускорения или транспортировки пучка поляризованных частиц возможна потеря поляризации (деполяризация). Магнитный момент связан с наличием у частиц спина  $s$  (собственного момента), который связан с магнитным моментом частицы  $\mu$  соотношением

$$\mu \sim g \cdot s,$$

где  $g$  — гиромангнитное отношение. Аномальная часть гиромангнитного отношения  $g - 2$  дает возможность управлять движением магнитного момента (спина) независимо от орбитального движения и позволяет создавать ускорительные комплексы с поляризованными пучками.

В настоящее время ускорительный комплекс ЛВЭ включает в себя: источник поляризованных частиц, линейный ускоритель, канал транспортировки пучка в кольцо нуклотрона, кольцо нуклотрона и канал транспортировки пучка до мишени (до экспериментальной установки). Пучок поляризованных частиц из источника попадает в линейный ускоритель ЛУ-20. Степень деполяризации в ЛУ-20 определяется угловым разбросом пучка и составляет величину менее 1%.

В работах [12–15] впервые было введено понятие периодического поля направлений (периодической оси прецессии  $\mathbf{n}(\theta)$ ), движение (прецессия) вокруг которых полностью определяет поведение спина в ускорителе:

$$\mathbf{n}(\theta) = \mathbf{n}(\theta + 2\pi),$$

где  $\theta$  — обобщенный азимут частицы (длина равновесной орбиты в единицах периметра  $2\pi R$ ). Существование периодической оси прецессии обязано периодической конфигурации магнитного поля вдоль равновесной орбиты.

Если спин частицы, движущейся на равновесной орбите, изначально направить вдоль оси  $\mathbf{n}$ , тогда после совершения очередного оборота частицы в ускорителе спин последней будет приходить в начальное положение. Таким образом, движение спина частицы на равновесной орбите будет представлять прецессию вокруг оси  $\mathbf{n}$ : проекция спина  $J = s \mathbf{n}$  на ось  $\mathbf{n}$  будет сохраняться, поперечная проекция  $\mathbf{k}$  на  $\mathbf{n}$  будет поворачиваться на угол  $\Psi = 2\pi\nu$ . Спиновая частота  $\nu$  показывает количество оборотов, совершенных спином частицы за один оборот в ускорителе.

В традиционных ускорителях с вертикальным ведущим полем, к которым относится и нуклотрон, ось прецессии  $\mathbf{n}$  направлена вдоль вертикали, а спиновая частота  $\nu$  изменяется пропорционально энергии:

$$\mathbf{n} = \mathbf{e}_z, \quad \nu = G\gamma,$$

где  $\gamma$  — релятивистский фактор,  $G = (g - 2)/2$  — аномальная часть гиромангнитного соотношения.

Основными характеристиками при описании коллективного спинового движения пучка частиц являются вектор поляризации  $\mathbf{\Pi}$  и степень деполяризации  $D$ , которые определяются как

$$\mathbf{\Pi} = \langle \mathbf{s} \rangle = \langle J \mathbf{n} \rangle, \quad D = 1 - |\mathbf{\Pi}|.$$

Здесь угловые скобки обозначают усреднение по распределению частиц в пучке.

При отклонении от равновесной орбиты происходит изменение магнитных полей вдоль траектории частицы, в результате чего происходит изменение угловой скорости вращения спина  $\mathbf{w}$  (спиновое возмущение). Спин совершает дополнительные вращения, что приводит к отклонению оси прецессии  $\Delta \mathbf{n}$  и сдвигу спиновой частоты  $\Delta \nu$ .

Если инжектировать в нуклотрон поляризованный пучок частиц, у которых вектор поляризации направлен перпендикулярно оси прецессии  $\mathbf{n}$ , то за «время»  $\theta \sim 1/\Delta\nu$ , что для нуклотрона составляет несколько сотен оборотов, произойдет полное перемешивание направлений спина относительно оси  $\mathbf{n}$  и поляризация будет полностью утеряна. Таким образом, направление оси прецессии  $\mathbf{n}$  физически выделено тем, что вектор поляризации, инжектированный вдоль  $\mathbf{n}$ , будет совершать устойчивое движение.

Именно поэтому при инжекции необходимо согласовывать начальное направление вектора поляризации с направлением оси прецессии  $\mathbf{n}$  (вектор поляризации должен быть направлен вдоль оси  $\mathbf{n}$ ). В существующем канале транспортировки не происходит вышеуказанного согласования. Вектор поляризации при выходе из источника направлен по вертикали. После ускорения пучка в линейном ускорителе направление вектора поляризации не изменяется. Во время транспортировки пучка в нуклотрон происходит вращение вектора поляризации как в вертикальной, так и горизонтальной плоскостях, в результате чего направление последнего составляет угол  $\alpha_z$  с вертикалью (см. табл. 1). Степень деполяризации из-за неправильного согласования вектора поляризации равна

$$D_{\text{инж}} = 2 \sin^2 \frac{\alpha_z}{2}.$$

Для устранения этого эффекта достаточно, например, в начале и в конце канала транспортировки установить пару соленоидов, которые не влияют на траекторию частицы и в то же время требуемым образом доворачивают вектор поляризации до вертикали. Можно поступить иначе: заранее «подготовить» направление вектора поляризации на входе в канал транспортировки таким образом, чтобы после поворотов в магнитах канала транспортировки вектор поляризации занимал вертикальное направление.

**Таблица 1.** Степень деполяризации пучка из-за рассогласования вектора поляризации при инжекции в нуклотрон

Пучок частиц	$^1\text{H}$	$^2\text{H}$	$^3\text{H}$	$^3\text{He}$
$\alpha_z$ , град	67	9,8	116	79
$D_{\text{инж}}$ , %	62	1,5	55	81

Во время вывода пучка вектор поляризации направлен вдоль или против оси  $\mathbf{n}$ . Возможно управлять направлением вектора поляризации во время транспортировки пучка до мишени (экспериментальной установки) за счет вставки дополнительных магнитов в канал транспортировки (ротаторов). Другая возможность управления вектором поляризации связана с перестройкой спинового движения непосредственно перед работой на внутренней мишени

или перед выводом пучка из ускорителя. В работе [16] приведен пример управления вектором поляризации за счет индуцированного спинового резонанса. Поворот вектора поляризации в этом случае происходит за несколько оборотов и требует значительно меньших интегралов магнитных полей в отличие от «однопролетного» ротатора. Этот способ является наиболее подходящим для пучков поляризованных дейтронов из-за малости аномальной части гиромангнитного отношения дейтрона  $G = -0,143$ .

Степень поляризации в процессе ускорения может измениться, когда спиновая частота станет равной целочисленной комбинации из частот бетатронного и синхротронного движения — в области спинового резонанса:

$$\nu = \nu_k, \quad \nu_k = k + k_z \nu_z + k_x \nu_x + k_y \nu_y.$$

Для нуклотрона значения бетатронных частот равны  $\nu_x = 6, 8$ ,  $\nu_z = 6, 85$ .

Наиболее сильное влияние на динамику спина оказывают резонансы линейного приближения, для которых  $|k_x| + |k_z| \leq 1$ . В идеальной структуре с суперпериодом  $p$  (для нуклотрона  $p = 8$ ) в линейном приближении по отклонениям от равновесной орбиты возможна серия резонансов с номерами

$$\nu_k = kp \pm \nu_z, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

которые называют внутренними. Внутренние резонансы возникают при взаимодействии спина с бетатронным движением. Остальные резонансы связаны с искажением магнитной структуры кольца, которые вызваны неточностями изготовления и юстировки элементов структуры, с нелинейными эффектами спинового и орбитального движений и с включением корректирующих и функциональных элементов (диполей, квадруполей, секступолей и т.д.). В линейном приближении к резонансам, связанным с искажением структуры, относятся целые, несуперпериодные и резонансы связи  $x$ - и  $z$ -колебаний. В табл. 2 указано количество линейных резонансов при ускорении пучка частиц  $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$  в нуклотроне (здесь  $k$  и  $m$  — целые числа).

Таблица 2. Линейные резонансы в кольце нуклотрона

Тип резонанса	Условие резонанса	Количество резонансов			
		$^1\text{H}$	$^2\text{H}$	$^3\text{H}$	$^3\text{He}$
Внутренние резонансы	$\nu = kp \pm \nu_z$	6	—	8	9
Целые резонансы	$\nu = k$	25	1	32	37
Несуперпериодные резонансы	$\nu = k \pm \nu_z (k \neq mp)$	44	2	55	64
Резонансы связи	$\nu = k \pm \nu_x$	49	2	63	73

При ускорении пучка спиновая частота растет пропорционально энергии, и пересечение спиновых резонансов становится неизбежным. Основными параметрами при пересечении спинового резонанса являются мощность спинового резонанса  $w_k$ , отстройка от резонанса  $\varepsilon = \nu - \nu_k$  и скорость изменения отстройки  $\varepsilon' = d\varepsilon/d\theta$  (скорость пересечения). Мощность спинового резонанса  $w_k$  является соответствующей фурье-гармоникой поперечного спинового возмущения  $\mathbf{w}$  и определяет ширину опасного интервала в области спинового резонанса.

Для вычисления степени поляризации при пересечении спинового резонанса достаточно проследить за проекцией  $J = \sin$  спина на ось  $\mathbf{n}$ . Движение спина вблизи уединенного спинового резонанса наиболее просто выглядит в «резонансной» системе координат, у которой ось  $z$  совпадает с направлением оси  $\mathbf{n}$ , а поперечные к оси  $z$  орты вращаются с резонансной частотой  $\nu_k$  вокруг оси  $\mathbf{n}$  [13]. В «резонансной» системе при фиксированной отстройке  $\varepsilon$  спин вращается в «постоянном» поле  $\mathbf{h}$ , при этом периодическая ось прецессии совпадает с направлением поля:

$$\mathbf{h} = \varepsilon \mathbf{e}_z + w_k \mathbf{e}_\perp, \quad \mathbf{n} = \frac{\mathbf{h}}{h}.$$

После пересечения резонанса поле  $\mathbf{h}$  меняет знак относительно оси  $z$ .

При адиабатическом изменении поля, когда за один оборот спина последнее слабо изменяется,

$$\left| \frac{d\mathbf{h}}{d\theta} \right| \ll h^2,$$

или в случае, когда  $w_k = \text{const}$  и выполняется условие

$$|\varepsilon'| \equiv \left| \frac{d\varepsilon}{d\theta} \right| \ll \varepsilon^2 + |w_k|^2, \quad (1)$$

проекция  $J$  является адиабатическим инвариантом. При  $|\varepsilon'| \ll |w_k|^2$  условие (1) выполняется в любой момент времени и спин совершает адиабатическое пересечение резонанса, после которого переворачивается вместе с полем. Основное изменение проекции  $J$  происходит в эффективной области вблизи резонанса, когда условие адиабатического пересечения (1) нарушается ( $\theta_{\text{эфф}} \sim 1/\sqrt{\varepsilon'}$ ).

Таким образом, для вычисления степени поляризации достаточно связать проекции спина до пересечения ( $J_-$ ) и после пересечения ( $J_+$ ) эффективной области резонанса. При этом условия сохранения поляризации будут выглядеть следующим образом:

$$J_+ = J_- \quad \text{или} \quad J_+ = -J_- . \quad (2)$$

При пересечении резонанса с постоянной скоростью значения адиабатического инварианта до и после пересечения определяются приведенной мощностью  $w = |w_k|/\sqrt{\varepsilon'}$  [17]:

$$J_+ = \left(1 - 2 \exp\left(-\frac{\pi w^2}{2}\right)\right) J_- \quad (3)$$

При пересечении резонанса, когда выполняется условие  $\langle w^2 \rangle \sim 1$  (промежуточное пересечение), пучок практически полностью деполяризуется. Здесь и далее угловые скобки обозначают усреднение по распределению частиц в пучке.

Быстрое пересечение означает, что  $\langle w^2 \rangle \ll 1$  и вектор поляризации  $\Pi$  не успевает значительно измениться, а степень деполяризации  $D$  равна

$$D \simeq \frac{\pi \langle |w_k|^2 \rangle}{\varepsilon'} = \pi \langle w^2 \rangle \ll 1.$$

При медленном (адиабатическом) пересечении, когда  $\langle w^2 \rangle \gg 1$ , вектор поляризации «переворачивается» вместе с полем  $\mathbf{h}$  относительно вертикали. При этом следует различать случай «когерентного» и «некогерентного» пересечения. «Когерентное» пересечение означает, что мощность резонанса одинакова для всех частиц (целые резонансы) и спины частиц вращаются вокруг одного направления с одинаковой частотой. В этом случае условие  $w^2 \gg 1$  выполняется для всех частиц пучка, а степень поляризации после пересечения сохраняется с экспоненциальной точностью. При «некогерентном» пересечении мощность резонанса различна для разных траекторий движения частиц в пучке. В частности, эта ситуация реализуется при пересечении внутренних резонансов, когда мощность резонанса пропорциональна амплитуде бетатронных колебаний. Спины частиц на разных траекториях будут вращаться вокруг различных направлений и с разными частотами. В этом случае в пучке кроме частиц, медленно пересекающих резонанс, есть частицы с промежуточной и быстрой скоростями пересечения, что приводит к частичной деполяризации пучка. При нормальном распределении по координатам и импульсам частиц в пучке степень деполяризации будет равна:

$$D \simeq \frac{\varepsilon'}{\pi \langle |w_k|^2 \rangle} = \frac{1}{\pi \langle w^2 \rangle} \ll 1.$$

При адиабатическом пересечении необходимо учитывать синхротронные колебания частиц, которые приводят к «расщеплению» основного резонанса с мощностью  $w_k$  на серию модуляционных (спутниковых) резонансов с мощностями  $w_{km}$  [3, 1.8]. Пересечение модуляционных резонансов с промежуточной скоростью приведет также к частичной или даже полной деполяризации.

Для расчетов удобно ввести характерную мощность резонанса  $w_d$ , при пересечении которого происходит практически полная деполаризация пучка:

$$w_d = \sqrt{\frac{\epsilon'}{\pi}},$$

тогда мощность резонанса, соответствующая потери 1% поляризации при быстром пересечении, равна  $0,1 w_d$ , а мощность резонанса, соответствующая потери 1% поляризации при адиабатическом пересечении, равна  $10 w_d$  («некогерентные» резонансы) или  $3,26 w_d$  («когерентные» резонансы).

Таблица 3. Характеристики пересечения спиновых резонансов в нуклотроне

Частицы пучка	$^1\text{H}$	$^2\text{H}$	$^3\text{H}$	$^3\text{He}$
G	1,793	-0,143	7,92	-4.184
$E_k^{\text{max}}$ , [ГэВ/н]	12,84	6,00	3,74	8,28
$\nu_{\text{min}} - \nu_{\text{max}}$	1,8 — 26,3	-1,05 — -0,144	7,92 — 39,5	-41,1 — -4,19
$\epsilon'$ , ( $\tau_{\text{уск}} = 0,5\text{с}$ )	$7,0 \cdot 10^{-6}$	$2,8 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$
$w_d$ , ( $\tau_{\text{уск}} = 0,5\text{с}$ )	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$3,0 \cdot 10^{-4}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$

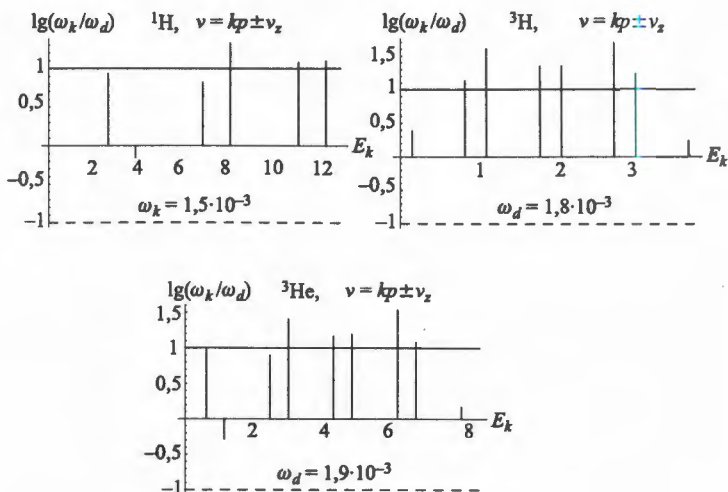


Рис. 1. Внутренние резонансы

Расчеты пересечения спиновых резонансов при ускорении пучка протонов и дейтронов были выполнены ранее [18, 19]. На базе разработанного

компьютерного обеспечения рассчитаны характеристики спинового движения не только для пучков протонов и дейтронов, но и для пучков трития и гелия-3. В табл. 3 приведены результаты расчета основных характеристик пересечения спиновых резонансов.

На рис. 1-4 приведены логарифмические графики мощностей резонансов линейного приближения в единицах характерной мощности  $\omega_d$  в рабочем диапазоне изменения кинетической энергии пучка  $E_k$ . Каждый график разбит на три области, которые соответствуют промежуточному пересечению (область между сплошной и пунктирной линиями), быстрому (ниже пунктирной ли-

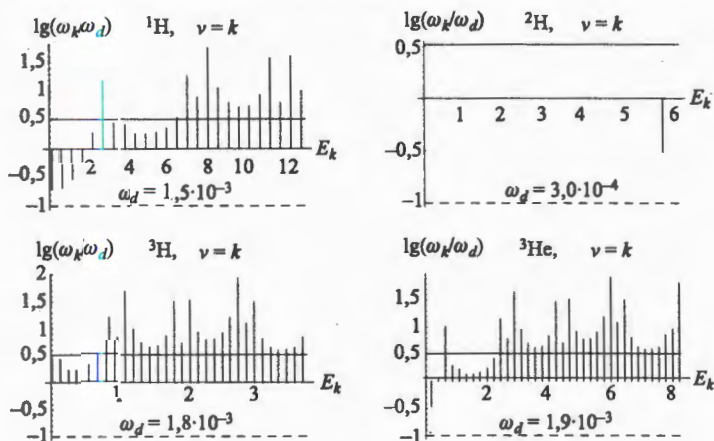


Рис. 2. Целые резонансы

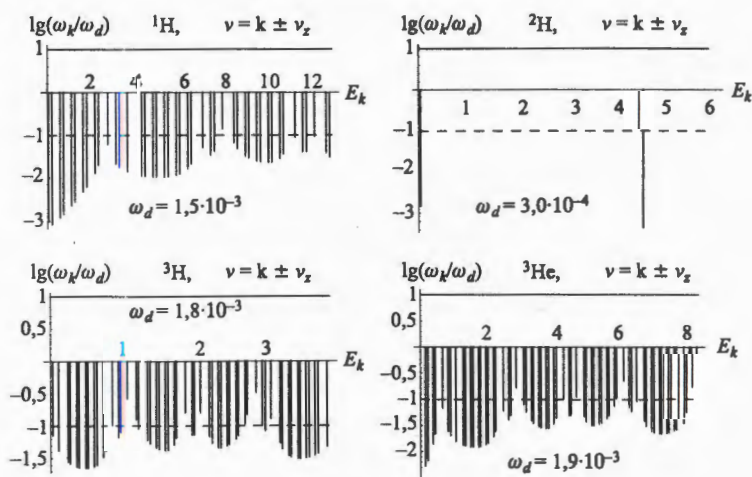


Рис. 3. Несуперпериодные резонансы

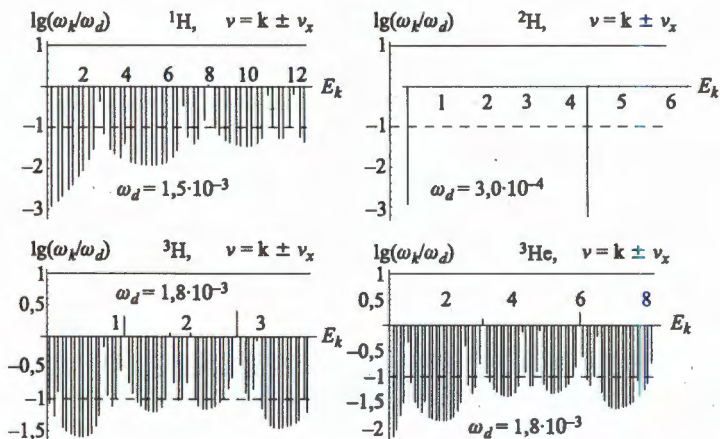


Рис. 4. Резонансы связи

нии) и адиабатическому (выше сплошной линии). При расчете мощностей резонансов принималось, что нормализованные эмиттансы в горизонтальном и вертикальном направлениях равны  $4,5\pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$ , ошибки юстировки квадрупольей —  $0,1 \text{ мм}$  и ошибки юстировки углов поворота ведущих магнитов —  $0,001 \text{ рад}$ .

Резонансы, расположенные в зоне промежуточного пересечения, приводят к деполяризации пучка. Из сравнения графиков следует, что почти во всем диапазоне изменения энергии деполяризующими являются внутренние и целые резонансы (рис. 1, 2). Резонансы связи и несуперпериодные резонансы также могут приводить к деполяризации пучка в тех же областях энергий, где находятся внутренние резонансы (рис. 3, 4).

### 3. МЕТОДЫ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ ДЕПОЛЯРИЗУЮЩИХ РЕЗОНАНСОВ

Существуют различные методы для сохранения поляризации пучка при пересечении спиновых резонансов. Методы, при которых эффективная зона резонанса пересекается с постоянной скоростью, основаны на увеличении или уменьшении приведенной мощности резонанса  $w = |w_k|/\sqrt{\epsilon'}$  с тем, чтобы обеспечить адиабатическое, или быстрое пересечение. Следует отметить, что даже при потере до 1% степени поляризации при пересечении одного быстрого, или адиабатического (некогерентного) резонанса можно потерять значительную долю поляризации при пересечении большого числа резонансов.

Рассмотрим методы пересечения спиновых резонансов, наиболее подходящие для нуклотрона.

а) При пересечении целых резонансов с промежуточной мощностью ( $w \sim 1$ ) целесообразно использовать метод преднамеренного увеличения мощности резонанса [13]. Для этого достаточно ввести в свободный промежуток нуклотрона продольное магнитное поле. Мощность резонанса при введении продольного поля определяется выражением

$$w_k = \frac{\varphi_y}{2\pi} = \frac{(1+G)H_y L_y}{2\pi H R}$$

и должна соответствовать условию адиабатического пересечения (1)

$$w_k^2 \gg \epsilon'.$$

Кроме того, чтобы избежать эффектов деполяризации из-за синхротронной модуляции энергии, необходимо также выполнить условие [18]

$$w_k^2 > \sigma \nu_\gamma.$$

где  $\sigma$  — среднеквадратичное изменение спиновой частоты, связанное с энергетическим разбросом в пучке,  $\nu_\gamma$  — частота синхротронных колебаний.

В табл. 4 приведены максимальные значения интеграла продольного поля (на энергии вывода) для обеспечения адиабатического пересечения целых резонансов во всем диапазоне изменения энергии ( $w_k \sim 10^{-2}$ ).

Таблица 4. Значения интеграла продольного поля при адиабатическом пересечении

Частицы пучка	$^1\text{H}$	$^2\text{H}$	$^3\text{H}$	$^3\text{He}$
$H_y L_y$ , Тл · м	1	3, 4	0, 3	0, 9

б) При пересечении резонансов с бетатронными частотами целесообразно использовать метод пересечения за счет организации скачка спиновой частоты [20], а не за счет скачка бетатронной частоты. Для организации скачка спиновой частоты  $\Delta\nu$  необходимо ввести в кольцо нуклотрона «вставку» из дополнительных магнитных полей, что позволяет получить требуемую зависимость спиновой частоты от магнитного поля  $\nu = \nu(\mathbf{H})$ . «Вставка» должна соответствовать условиям восстановления равновесной орбиты, а для спинового движения соответствовать повороту вокруг оси  $\mathbf{n}$  на угол  $2\pi\Delta\nu$  ( $\nu = \nu_0 + \Delta\nu$ ).

В качестве рабочей схемы можно использовать структуру с продольными и радиальными полями, изображенную на рис. 5, где  $\varphi_x, \varphi_y$  — углы поворота спина вокруг радиальных и продольных полей.

В приближении малых углов поворота спина ( $\varphi_x, \varphi_y \ll 1$ ) направление равновесной поляризации остается вертикальным, а скачок частоты прецессии спина равен

$$\Delta\nu = \frac{\varphi_x \varphi_y}{2\pi}.$$

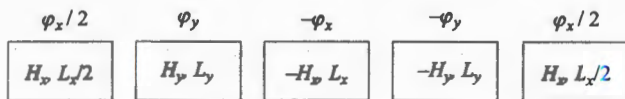


Рис. 5. Структура организации скачка спиновой частоты

Максимальное отклонение равновесной орбиты вдоль оси  $z$  на участке «вставки», вызванной радиальными полями  $H_x$ , составит

$$\Delta z_{\max} = \frac{1}{8} \frac{H_x L_x}{HR} (4L_y + 5L_x) = \frac{\varphi_x}{8\nu} (4L_y + 5L_x).$$

Максимальная длина «вставки» ограничена длиной свободного промежутка в ускорителе, что в нуклотроне составляет 350 см. Отметим, что суммарные интегралы магнитных полей (которые определяют  $\varphi_x, \varphi_y$ ) можно набрать за счет установки нескольких «вставок» в свободных промежутках кольца ускорителя, при этом максимальное отклонение равновесной орбиты уменьшится.

Отметим, что метод скачка спиновой частоты, рассмотренный в этом пункте, может быть использован при пересечении резонансов не только с бетатронными частотами, но и целых резонансов вместо метода преднамеренного увеличения мощности резонанса, рассмотренного в пункте а).

в) В рассмотренных выше методах эффективная область резонанса пересекается с постоянной скоростью и условие сохранения поляризации (2) выполняется приближенно (3). В работах [16, 21, 22] был предложен метод, в котором условие сохранения поляризации (2) выполняется точно для всех типов спиновых резонансов. Спиновое движение в эффективной области контролируется за счет изменения скорости пересечения.

Управлять отстройкой  $\epsilon$  во время пересечения возможно, как и в случае организации скачка спиновой частоты (смотри пункт б), за счет изменения спиновой частоты  $\nu(H)$ . Для этого во время пересечения спинового резонанса необходимо изменять отстройку на величину  $\Delta\nu \sim 4\sqrt{\epsilon'}$  за время  $\Delta t = \Delta\theta/\omega_0 \sim 1/(\sqrt{\epsilon'}\omega_0)$ , где  $\omega_0$  — угловая частота обращения в нуклотроне (см. табл. 5). Так как условие сохранения поляризации (2) выполняется не для всех частиц пучка (из-за разброса по энергии), то существует ограничение на допустимое значение среднеквадратичного изменения отстройки  $\sigma_\epsilon$ . Основной вклад в значение  $\sigma_\epsilon$  дает зависимость спиновой частоты от энергии  $\sigma_\epsilon \sim \nu \left( \frac{\Delta\gamma}{\gamma} \right)$ . Так, в случае гауссовского распределения частиц по энергии при величине  $\sigma_\epsilon \sim 0,5\sqrt{\epsilon'}$  степень поляризации уменьшится на 3%, а для  $\sigma_\epsilon \sim 0,2\sqrt{\epsilon'}$  степень поляризации уменьшится менее чем на 0,1%.

В табл. 5 приведены максимальные значения магнитных полей  $H_x, H_y$ , соответствующие требуемым углам  $\varphi_x, \varphi_y$  на энергии вывода и максимальное

Таблица 5. Характеристики структуры управления отстройкой при компенсации степени деполаризации

Частицы пучка	$^1\text{H}$	$^2\text{H}$	$^3\text{H}$	$^3\text{He}$
$\Delta\nu$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$
$\Delta t$ , мкс ( $\beta = 1$ )	50	250	40	40
$H_x$ , Тл	0,7	3,5	0,55	0,55
$H_y$ , Тл	4,3	14	1,35	3,8
$\Delta z_{\text{max}}$ , см	4	10	1,1	2,1

отклонение равновесной орбиты  $\Delta z_{\text{max}}$  на энергии инжекции. При расчете предполагалось, что отстройка управляется четырьмя магнитными «вставками», структура которых изображена на рис. 3. Длина  $L_x = L_y = 2A$ , где  $A$  — апертура магнита, равная 20 см. Общая длина структуры управления отстройкой составляет  $2(2 \cdot 160)$  см.

При медленном выводе пучка из нуклотрона с энергией пучка, близкой к энергии одного из спиновых резонансов, возможна деполаризация пучка. Основным фактором, определяющим степень деполаризации пучка при медленном выводе, является разброс осей прецессии  $\Delta n$ , который наиболее сильно проявляется вблизи некогерентного резонанса, когда мощность резонанса пропорциональна амплитуде бетатронного движения. Степень деполаризации в этом случае зависит от мощности спинового резонанса  $w_k$  и отстройки от резонанса  $\epsilon'$  и для начально полностью поляризованного пучка составит величину ( $\epsilon'^2 \gg \langle w_k^2 \rangle$ )

$$D = 1 - |\langle \vec{n} \rangle| \simeq \frac{1}{2} \langle (\Delta n_{\perp})^2 \rangle \simeq \frac{\langle w_k^2 \rangle}{2\epsilon'^2}.$$

Чтобы избежать в этом случае деполаризации, достаточно отойти от резонанса на величину  $\Delta\epsilon \sim 10w_k$  ( $\Delta\gamma = \Delta\epsilon/G$ ), что, например, для пучка протонов составит  $\Delta E_k \simeq 50$  МэВ при отстройке от резонанса с мощностью  $w_k = 10^{-2}$  (адиабатическое пересечение) и  $\Delta E_k \simeq 5$  МэВ при отстройке от резонанса с мощностью  $w_k = 10^{-3}$  (промежуточное пересечение).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ позволяет сделать следующие выводы.

1. В области энергий нуклотрона и, в перспективе развития ускорительного комплекса ЛВЭ ОИЯИ, в области энергий до  $\sqrt{s_{NN}} < 10$  ГэВ экспе-

рименты с пучками поляризованных легчайших ядер дают возможность ответить на один из самых фундаментальных вопросов строения легчайших ядер и нуклонов в области доминирования валентных кварков в так называемой непертурбативной области КХД. В частности, есть реальная возможность — разгадать загадку огромных поляризационных эффектов в упругом  $pp$ -рассеянии под углом  $90^\circ$  в системе центра масс, не имеющей до сих пор теоретического описания;

— разобраться в природе резонансного вида энергетической зависимости ядерной (цветовой) прозрачности, актуальность этой проблемы связана с наблюдением при высоких энергиях в ядро-ядерных столкновениях эффекта подавления струй, имеющего аналогичную энергетическую зависимость;

— определить основной механизм образования кумулятивных частиц (и одновременно — механизм подпорогового рождения частиц), что ответит на вопрос о возможности существования многокварковых состояний при больших плотностях ядерной материи (такие состояния ядерной материи определяют сценарии эволюции массивных звезд).

2. Ввиду малости аномальной части гиромангнитного отношения возможно ускорять пучок поляризованных дейтронов без изменения магнитной структуры нуклотрона вплоть до кинетической энергии 11 ГэВ.

3. Задачи по ускорению поляризованных пучков протонов и ядер трития и гелия-3 с технической точки зрения эквивалентны и решаются единым методом.

4. Для сохранения поляризации пучка при инъекции в нуклотрон необходимо, чтобы вектор поляризации был направлен параллельно оси  $n$ .

5. Предложены методы пересечения спиновых резонансов, обеспечивающие сохранение степени поляризации для пучков  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  $^3\text{He}$  во всем диапазоне энергий нуклотрона с помощью введения магнитных вставок в кольцо нуклотрона. При этом дополнительные элементы не оказывают существенного влияния на динамику пучка.

6. Рассмотрены два способа получения различных направлений вектора поляризации на мишени. Первая возможность — за счет индуцированного спинового резонанса, который возникает при использовании дополнительных магнитных полей в кольце нуклотрона. При этом можно работать как на внешней, так и на внутренней мишени. Этот способ особенно эффективен для пучка дейтронов. Вторая возможность — управление поляризацией за счет введения ротаторов в канал транспортировки пучка до мишени.

Авторы благодарят В. В. Фимушкина за детальную информацию о планах создания нового источника поляризованных ядер в ЛВЭ ОИЯИ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Василишин Б. В. и др.* Расчет магнитной структуры нуклотрона. Препринт ОИЯИ 9-86-512. Дубна, 1986.
2. *Pilipenko Yu K. et al.* Polarized Deuterons at the JINR Accelerator Nuclotron // Proc. of the X Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics (NATO ARW DUBNA-SPIN-03) Dubna, September 16–20, 2003 (Edited by Efremov A. V. and Teryaev O. V.). Dubna, 2004. P. 447.
3. *Vazhanov N.A. et al.* A Movable Polarized Target for High Energy Spin Physics Experiments // NIM. 1996. V. A372. P. 349.
4. *Борзунов Ю. Т., Голованов Л. Б. и др.* // ПТЭ. 1984. № 3. С. 30.
5. *Agarov N. N., Fimushkin V. V. et al.* IUCF Polarized Ion Source CIPIOS for JINR Accelerator Nuclotron // Proc. of the 16th International Spin Physics Symposium (SPIN 2004), Trieste, Italy, October 10–16, 2004 (Edited by Brandamante F., Bressan A., Martin A.). World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. 2005. P. 774.
6. *McLerran L.* Relativistic Heavy-Ion Physics: Three Lectures // 2006 European School of High-Energy Physics, CERN Yellow Report 2007-005. 2007. P. 75
7. *Lehar F.* Current Experiments Using Polarized Beams of the JINR VBLHE Accelerator Complex // ЭЧАЯ. 2005. Т. 36, вып. 3. С. 471.
8. *Ефремов А. В.* // ЭЧАЯ. 1982. Т. 13, вып. 3. С. 613;  
*Буров В. В., Лукьянов В. К., Титов А. И.* // ЭЧАЯ. 1984. Т. 15, вып. 6. С. 1249;  
*Стрикман М. Й., Франкфурт Л. Л.* // ЭЧАЯ. 1980. Т. 11, вып. 3. С. 571.
9. Proceedings of the International Symposium «Dubna Deuteron-93». JINR, E2-94-95. Dubna, 1994.  
Proceedings of the 3rd International Symposium «Dubna Deuteron-95». JINR E2-96-100. Dubna, 1996.
10. *Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkhelidze A. N.* // Lett. Nuovo Cimento. 1973. V. 7. P. 719;  
*Brodsky S., Farrar G.* // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 31. P. 1153.
11. *Shimanskiy S. S.* Cumulative Processes // Proc. of the VIII International Workshop «Relativistic Nuclear Physics: from Hundreds of MeV to TeV», May 23–28, 2005, Dubna, 2006. P. 297. (nucl-ex/0604014).
12. *Дербенев Я. С., Кондратенко А. М., Скринский А. Н.* О движении спина частиц в накопителе с произвольным полем // ДАН СССР. 1970. Т. 192, № 6. С. 1255–1258.
13. *Дербенев Я. С., Кондратенко А. М., Скринский А. Н.* Динамика поляризации частиц вблизи спиновых резонансов // ЖЭТФ. 1971. Т. 60, № 4. С. 1216–1227.

14. *Дербенев Я. С., Кондратенко А. М.* Диффузия спинов частиц в накопителях // ЖЭТФ. 1972. Т. 62, № 2. С. 430–443.
15. *Дербенев Я. С., Кондратенко А. М.* Кинетика поляризации частиц в накопителях // ЖЭТФ. 1973. Т. 64, № 6. С. 1918–1929.
16. *Kondratenko A. M., Kondratenko M. A., Filatov Yu. N.* Beam Polarization Degree Preservation at Resonance Crossing // Proc. Baldin ISHEPP XVIII Conference, Dubna, September 25–30, 2006.
17. *Froissart M., Stora R.* Depolarization d'un Faisceau de Protons Polarises Dans un Synchrotron // Nucl. Instr. Meth. 1960. V. 7, No. 3. P. 297–305.
18. *Голубева Н. И. и др.* Исследование деполяризации пучков дейтронов и протонов в кольце нуклотрона. Препринт ОИЯИ Р9-2002-289. Дубна, 2002.
19. *Issinskii I. B. et al.* Deuterons Resonance Depolarization Degree in JINR Nuclotron // Proc. of VI Workshop on High Energy Spin Physics, Protvino, 1996. P. 207–211.
20. *Golubeva N. I., Kondratenko A. M., Filatov Yu. N.* A Jump in Spin Precession Frequency as a Method to Pass Spin Resonance // Proceedings of the International Workshop «Deuteron-9». 1994. P. 374.
21. *Кондратенко А. М., Кондратенко М. А., Филатов Ю. Н.* Компенсация деполяризации пучка частиц при пересечении спиновых резонансов в ускорителях // Письма в ЭЧАЯ. 2004. Т. 1, № 5(122). С. 66–71.
22. *Kondratenko A. M., Kondratenko M. A., Filatov Yu. N.* On Compensation of Beam Depolarization at Crossing of a Spin Resonance // AIP Conf. Proc. of the 17th International Spin Physics Symposium. Kyoto, Japan, Oct. 2–7, 2006.

Получено 22 февраля 2008 г.

Вокал С. и др.

P1-2008-29

Программа поляризационных исследований и возможности ускорения поляризованных пучков протонов и легких ядер на нуклотроне ОИЯИ

Представлена программа поляризационных исследований, которая может значительно продвинуть наше понимание о том, как из составляющих строится спин адронов и легчайших ядер. Для реализации программы необходимы пучки поляризованных легчайших ядер на нуклотроне. Приводятся расчеты мощностей линейных резонансов в нуклотроне, которые могут приводить к эффектам деполаризации. Обсуждается использование нового метода сохранения поляризации пучка частиц при пересечении указанных резонансов в нуклотроне.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий им. В.И.Векслера и А.М.Балдина ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2008

Vokal S. et al.

P1-2008-29

The Program of Polarization Studies and Methods to Accelerate the Polarized Beams of Protons and Light Nuclei at JINR Nuclotron

The program of polarization studies is represented. This program can considerably move our knowledge how spin of hadrons and most light nuclei is constructed from spins of constituents. The polarized beams of light nuclei at Nuclotron are necessary for realization of the program. The linear spin resonance strengths at Nuclotron which can lead to the effects of depolarization are calculated. The application of the new method to preserve the beam polarization at spin resonance crossing at JINR Nuclotron is discussed.

The investigation has been performed at the Veksler and Balдин Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2008