

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И Я Ф 76 - 112

Я.С.Дербенёв, А.М.Кондратенко, С.И.Середняков,

А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов

**РАДИАЦИОННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ:
ПОЛУЧЕНИЕ, УПРАВЛЕНИЕ, ИСПОЛЬЗОВАНИЕ**

Новосибирск

1976

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, С.И.Середняков,
А.П.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов

РАДИАЦИОННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ:

ПОЛУЧЕНИЕ, УПРАВЛЕНИЕ, ИСПОЛЬЗОВАНИЕ

А Н Н О Т А Ц И Я

Дан обзор проведенных в Институте теоретических и экспериментальных исследований поведения поляризации частиц в накопителях. В теоретических работах изучено движение спинов частиц в произвольных неоднородных полях и выяснены условия существования эффекта радиационной поляризации. Выявлены широкие возможности управления поляризацией пучков в накопителях и ускорителях.

Рассмотрены методы измерения поляризации одиночного и встречных пучков и способы преднамеренной деполаризации.

Приводятся результаты измерения времени и степени радиационной поляризации. Изучено действие спиновых резонансов.

Описано применение поляризованных пучков для определения абсолютной энергии частиц в накопителе и прецизионного сравнения аномальных магнитных моментов электрона и позитрона.

I. ОБЗОР ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РЕЗУЛЬТАТОВ

I. Эффект радиационной поляризации легких заряженных частиц (электронов и позитронов) высокой энергии при движении в однородном магнитном поле был обнаружен теоретически в 1963 г. в работе Соколова и Тернова /1/. Этот эффект можно пояснить классически, рассмотрев незаряженную частицу с большим собственным механическим моментом $S \gg \hbar/2$ и магнитным моментом $\vec{\mu} = g\vec{S}$, движущуюся прямолинейно поперек магнитного поля H . Тогда в собственной системе с магнитным полем γH , из-за прецессионного магнито-дипольного излучения магнитный момент будет "затухать" к положению "по полю" (минимум энергии) по уравнению:

$$\frac{dS_{\parallel}}{dt} = \frac{2}{3c^3} g (\vec{S} \times \frac{d^3\vec{\mu}}{dt^3})_{\parallel} = \frac{2g^5}{3c^3} (\gamma H)^3 S_{\perp}^2$$

$$(S_{\parallel} = \vec{S}\vec{H}/H, S_{\perp}^2 = \vec{S}^2 - S_{\parallel}^2)$$

В лабораторной системе

$$\dot{S}_{\parallel} = \frac{2g^5}{3c^3} \gamma^2 H^3 S_{\perp}^2 \quad (I)$$

Отсюда характерное время затухания (при малых отклонениях магнитного момента от направления поля) равно:

$$\tilde{\tau}_p = \left| \frac{4S}{3c^3} g^5 \gamma^2 H^3 \right|^{-1}$$

Рассматривая эту ситуацию квантово-механически, получаем уравнение:

$$\dot{S}_{\parallel} = \frac{2g^5}{3c^3} \gamma^2 H^3 S_{\perp}^2 - \frac{2\hbar}{3c^3} \gamma^2 |g^5 H^3| S_{\parallel} \quad (2)$$

Это уравнение в классическом пределе переходит в (I). Равновесная степень поляризации остается равной 100% для произвольного спина.

Для заряженной частицы с зарядом e и гиромагнитным фактором g ($g = ge/2mc$) соответствующее уравнение имеет общий вид /2/:

$$\dot{S}_{\parallel} = \alpha_{-} S_{\perp}^2 / \hbar - \alpha_{+} S_{\parallel} \quad (3)$$

где коэффициенты α_{\pm} не зависят от величины спина и в ультрарелятивистском случае пропорциональны $\gamma^2 H^3$. Для спина $1/2$ уравнение принимает вид $(S_z^2 = \hbar^2/2)$:

$$\dot{S}_z = \alpha_- \hbar/2 - \alpha_+ S_z$$

Квантовомеханический смысл коэффициентов α_{\pm} становится понятным из сравнения этого уравнения с элементарным уравнением баланса для спина $1/2$ как двухуровневой системы: α_+ и α_- представляют собой соответственно сумму и разность вероятностей переворота спина $1/2$ в единицу времени: $\alpha_{\pm} = P_+ - P_-$.

Отметим, что для частицы с большим спином скорость поляризации определяется разностью вероятностей перехода $(\tilde{\gamma}_p^- = |\frac{2S}{\hbar} \alpha_-|)$, в то время как для спина $1/2$ скорость $\tilde{\gamma}_p^- = \alpha_+$.

Для случая частицы с большим гиромагнитным фактором ($g \gg 1$) частью излучения заряда, зависящей от спина, по сравнению с излучением магнитного момента можно пренебречь. При этом неинерциальность движения частицы не существенна, обратная вероятность перехода исчезает:

$$\alpha_+ = |\alpha_-| = \frac{2\hbar}{3c^3} \gamma^2 |g^5 H^3|$$

и уравнение (3) совпадает с (2). Для заряженной частицы, у которой $g \sim 1$, квантовые флуктуации излучения приводят к обратным переходам ($\alpha_+ > |\alpha_-|$) и уменьшают равновесную степень поляризации ξ . Так, для электрона в однородном магнитном поле $\xi = |\alpha_-|/\alpha_+ = 92\%$.

Оценка времени поляризации, основанная на примере незаряженной частицы (нейтрона), была дана В.Л. Любошцем /3/.

2. Полученный Соколовым и Терновым результат указал на существование поляризующего механизма. Для выяснения реальных возможностей получения поляризованных частиц в накопителях необходимо было исследовать радиационную поляризацию в неоднородных полях.

В неоднородных полях изменение состояния поляризации происходит как благодаря прямому действию излучения, так и вследствие возмущения излучением орбитального движения.

Исследование прямого действия излучения на поляризацию ультрарелятивистских легких частиц в произвольных неоднородных

полях (предполагалась лишь малость изменения поля на длине формирования излучения) было проведено в работах В.Н. Байера, В.М. Каткова и В.М. Страховенко /4-7/. Стало ясно, что неоднородность поля не изменяет существенным образом поляризующий механизм, обязанный прямому взаимодействию спина с излучением.

Важность исследования эффектов воздействия излучения на поляризацию через орбитальное движение связана с тем обстоятельством, что времена релаксации орбитального движения на много порядков меньше времени поляризации. Изучение этих эффектов было начато В.Н. Байером и Ю.Ф. Орловым /7,8/. Было показано, что орбитальная диффузия, вызываемая квантовыми флуктуациями излучения, при наличии малых вертикальных искажений замкнутых орбит в накопителе, приводит к спиновой диффузии. Это деполаризующее влияние излучения носит резонансный характер и при достаточной близости частоты прецессии к частотам возмущений разрушает радиационную поляризацию.

3. Для полного ответа на вопрос о существовании радиационной поляризации необходим был детальный анализ поведения поляризации с учетом всей специфики движения частиц в накопителях. В дальнейшем было проведено исследование динамики спина, не ограниченное обычным случаем почти аксиальных магнитных полей /9-11/. Обобщение на ситуации с произвольными неоднородными полями представляет практический интерес для исследования возможностей получения любого нужного направления поляризации. При этом были развиты методы и представления, позволившие получить единое описание радиационной поляризации в произвольных электромагнитных полях с учетом всех существенных эффектов спин-орбитальной связи. Проведенный анализ позволяет количественно описать процесс поляризации как в обычных ситуациях, так и в ситуациях с переменными по направлению полями /2, 12, 13/.

Было установлено, что для любых стационарных магнитных (электромагнитных) полей, обеспечивающих существование замкнутых (и стабильных) орбит частиц $\vec{z}(\theta)$ (θ - обобщенный азимут), существуют замкнутые (периодически повторяющиеся на данном азимуте) спиновые траектории $\vec{n}(\theta)$, устойчивые в не меньшей степени, чем в случае почти однонаправленных полей (неустойчивость возможна лишь вблизи спиновых резонансов) /9, 10/. Отклоненный от $\vec{n}(\theta)$

спин прецессирует вокруг $\vec{n}(\theta)$ (подобно тому как в однонаправленном поле спин прецессирует вокруг \vec{H}).

Это обстоятельство открывает широкие возможности, введением специальных полей, получать на заданном азимуте любое устойчивое направление спина частиц в накопителе (в частности, продольное).

С методической точки зрения полезно отметить, что возможность осуществить, выбором геометрии магнитного поля, устойчивое движение спина с заданным направлением в нужном месте орбиты аналогична возможности добиться устойчивости орбитального движения частиц в накопителе со сложной формой равновесной траектории. Например, введение продольного магнитного поля малой величины в накопитель (с плоскими замкнутыми орбитами) приводит лишь к небольшому отклонению устойчивого направления равновесной поляризации от вертикального (вдали от спиновых резонансов). Более того, введение поля, поворачивающего спин на угол порядка единицы при однократном пролете, не разрушает устойчивости спинового движения, а приводит к сильному изменению направления равновесной поляризации \vec{n} .

4. Первые предложения (1970 г.) создания нужного направления поляризации, в частности, продольного, содержались в работе /10/ (см. также обзор /7/ стр.477 (р.714)). Продольно поляризованные пучки можно получить многими способами. Рассмотрим простые примеры /10/. Введем в прямолинейный промежуток накопителя радиальное магнитное поле H_x . Требуемая величина для поворота спина относительно скорости на угол $\pi/2$ для электронов равна $H_x \ell = 23$ кгаусс \times метр, где ℓ — длина участка с введенным полем (для протонов $H_x \ell = 27$ кгаусс \times метр; близость значений требуемых полей объясняется тем, что аномальные магнитные моменты электрона и протона почти равны по абсолютной величине). Варьируя величину H_x по промежутку, можно получить любое требуемое направление поляризации в месте встречи. Для восстановления направления поляризации вдоль поля и скорости частицы после прохождения промежутка нужно наложить условие $\int H_x(\theta) d\theta = 0$. Не представляет существенных затруднений восстановить и орбиту на выходе из промежутка. В таких вариантах обеспечивается высокая степень радиационной поляризации.

При вращениях в заданной плоскости поперечными к скорости полями, существует связь между углами поворота скорости φ относительно основной плоскости орбиты и спина ψ относительно скорости:

$$\varphi/\psi = 2/\gamma(g-2) \equiv 1/\nu$$

При повороте радиальными полями, в точке осуществления продольной поляризации угол наклона скорости равен $\tilde{n}/2\nu$. Амплитуда вертикальных искажений орбиты в промежутке с введенным радиальным полем будет зависеть от энергии. Выбор варианта определяется конкретными экспериментальными условиями. Например, траектория частиц в промежутке может иметь вид, изображенный на рис.1а. Радиальное магнитное поле поперечно плоскости рисунка и введено в областях I, II и III. Продольная поляризация противоположных направлений осуществляется между областями I, II и II, III (стрелками указано направление поляризации). Другим примером может служить вариант, предложенный в работе /14/ (см.рис.1б). Здесь продольная поляризация осуществляется между областями II и III. (Продольная поляризация противоположного направления может иметь место между областями I, I и III, IV). Особенность этого варианта заключается в том, что встреча продольно-поляризованных частиц осуществляется в точке O, положение которой по вертикали не зависит от энергии.

При движении по одной орбите в любом магнитном поле электроны и позитроны за счет излучения поляризуются в противоположных направлениях (в частности, это сохраняется и в месте осуществления продольной поляризации). Можно получить встречные электрон-позитронные пучки и с одинаковым направлением поляризации. Для этого достаточно раздвинуть энергии поляризованных пучков радиальным электрическим полем и перевернуть направление поляризации одного из пучков, проведя его адиабатически через созданный спиновый резонанс /11/. Состояние поляризации с обращенным направлением динамически столь же устойчиво, как и "естественное", и лишь вследствие радиационных процессов будет медленно релаксировать к последнему.

При движении пучков по разным траекториям, как например, в накопителе DORIS (ФРГ) и DCI (Франция), состояния пучков с любыми относительными знаками продольных поляризаций могут быть

устойчивыми по отношению к радиационным процессам. Так, при концентрических траекториях (как в упомянутых накопителях) состояния с одинаковой спиральностью осуществляются, если в месте встречи пучков углы наклона траекторий к основным плоскостям орбит (плоскости орбит параллельны) равны (лобовая встреча)

$$\varphi = \tilde{n}/2v$$

Состояние с разными спиральностями осуществляется, если углы наклонов, например, равны $\pm \varphi$ (угол встречи пучков 2φ , рис.2).

При этом поляризация обоих пучков оказывается продольной (с точностью $\sim \varphi/\gamma$) и в системе их центра инерции.

Другими примерами получения продольной поляризации в прямолинейном промежутке (с восстановлением спинового и орбитального движения) могут служить варианты с использованием (вместо радиальных полей) комбинаций из продольных и вертикальных полей /15/ и комбинаций из радиальных и вертикальных полей /16/.

5. Для создания продольной поляризации можно также использовать продольное магнитное поле, не искажающее равновесной орбиты частиц. Рассмотрим интересный пример /33/. Пусть в накопителе имеются два противоположащих прямолинейных промежутка. Введем в один из них на длине l продольное поле H_y , поворачивающее вектор спина на повороты вокруг скорости. Требуемая величина поля $H_y = 2\tilde{n}E/gel$, где E — энергия частиц. При этом устойчивая равновесная поляризация \tilde{n} в противоположащем промежутке направлена по (против) скорости, независимо от энергии, а на основных участках поперечна к ведущему полю, причем её ориентация в плоскости орбиты на данном азимуте зависит от энергии. Спин, ориентированный на основном участке по полю, через оборот частицы оказывается перевернутым. Это означает, что дробная часть частоты прецессии спина вокруг $\tilde{n}(\theta)$ всегда равна половине частоты обращения частиц независимо от энергии. Интересно, что в этом варианте движение спина является даже более устойчивым, чем в обычной ситуации однонаправленного магнитного поля: все спиновые резонансы, в том числе и с бетатронными гармониками, фактически становятся невозможными, ибо резонанс означал бы

одновременно неустойчивость и орбитального движения.

Возможные для электронов (позитронов) варианты управления поляризацией принципиально могут применяться и к тяжелым частицам. Ввиду отсутствия у тяжелых частиц эффекта радиационной поляризации, пучки этих частиц необходимо либо инжектировать уже поляризованными, либо поляризовать их в накопителе каким-нибудь способом. Например, можно надеяться получить поляризованные пучки протонов (антипротонов), используя спиновую зависимость ядерного взаимодействия частиц с поляризованными мишенями и применяя электронное охлаждение для поддержания достаточно малых размеров пучка.

6. Подготовка к практической работе с поляризованными частицами в накопителях (в том числе и со сложными конфигурациями полей) потребовала нового уровня в анализе поведения поляризации в районе спиновых резонансов. Были получены полные решения для случаев однократного прохождения резонансов с любой скоростью, обобщающие результаты работы /17/. Была решена задача о движении спина при многократных периодических и "шумовых" прохождениях любых резонансов (как машинных, так и вызываемых внешними высокочастотными полями) /11/.

Одной из важных задач, где могут найти применение результаты исследования динамики спинов, является подавление деполяризации при прохождении спиновых резонансов (перестройка энергии, ускорение частиц), в особенности актуальное для тяжелых частиц (см., например, обзор /18/). Очевидными рекомендациями являются компенсация опасных гармоник возмущающих полей, либо увеличение скорости прохождения резонансов. Например, деполяризующее влияние резонансов с бетатронными частотами можно устранить с помощью системы, обеспечивающей быстрое прохождение за счет скачков бетатронных частот /19/. Для подавления деполяризации на целых резонансах (на резонансах с частотами, кратными частоте обращения) эффективным является способ, основанный не на подавлении опасных гармоник, а на их увеличении, введением в промежутки дополнительных полей, до такой степени, чтобы прохождение резонансов стало адиабатическим /20/.

Введение полей, сильно возмущающих движение спина, позволяет одновременно подавить и влияние резонансов с бетатронными частотами.

тами. Предельным вариантом может служить описанный выше пример с введением в промежуток продольного поля, поворачивающего спин на поворот (искажение фокусирующих свойств магнитной системы можно, при необходимости, скомпенсировать введением дополнительных линз). При этом частицы удобно инжектировать продольно поляризованными непосредственно в противолежащий промежуток, где направление равновесной поляризации параллельно скорости.

При ускорении до больших энергий ($\gamma \gg 1$) легче осуществить переворот спина в промежутке поперечными к орбите магнитными полями, так как требуемая величина этих полей примерно в γ раз меньше требуемой величины продольного поля. При этом одновременно можно удовлетворить и условию восстановления орбиты. Введем в три последовательных участка I, II и III поперечные поля, составляющие друг с другом угол 120° , как показано на рис. 3 (Плоскость рисунка поперечна к скорости, магнитное поле II горизонтально). На каждом участке спин поворачивается вокруг поля на угол π . Легко проследить, что вертикально ориентированный спин после прохождения этих трех участков оказывается перевернутым ($\vec{S}_3 = -\vec{S}_1$). Направление скорости частицы восстанавливается при этом с точностью до γ^{-3} . (Без усложнения этой системы можно обеспечить и точное восстановление скорости). Возникающее пространственное смещение орбиты легко компенсируется на последующем участке однонаправленным полем с равным нулю средним значением, уже не искажающим направления спина и скорости.

Здесь, так же как и в варианте с продольным полем, дробная часть частоты прецессии спина вокруг \vec{n} равна половине частоты обращения частицы.

Поскольку в этих вариантах спиновые резонансы невозможны при любой энергии, в процессе ускорения будет сохранена степень поляризации пучка.

Включение и выключение поворачивающих полей в процессе ускорения может производиться адиабатически с сохранением устойчивости спинового и орбитального движения.

Задача сохранения поляризации при ускорении или замедлении может быть актуальна и для легких частиц. Например, можно быстро поляризовать электроны на высокой энергии, замедлив их затем до нужной в данном эксперименте. Полезным приемом может оказа-

ться также быстрая поляризация в специальном накопителе с большим полем при невысокой энергии с последующим переводом поляризованных частиц в основной накопитель.

При динамически медленном (адиабатическом) пересечении спинового резонанса в накопителях электронов и позитронов нужно учитывать деполяризующее действие квантовых флуктуаций синхротронного излучения, которое максимально в области резонанса. Введением когерентных возмущений достаточной величины (дополнительных полей в промежутке) можно отодвинуть резонанс настолько, чтобы подавить и деполяризацию за счет флуктуаций излучения /20/.

7. На основе результатов анализа динамики спинов, было проведено исследование радиационной поляризации в произвольных полях /2, 12, 13/. Показано, что самополяризация может иметь место и в накопителях с большими отклонениями направления равновесной поляризации \vec{n} от аксиального. При этом обнаружен дополнительный эффективный механизм радиационной самополяризации, вообще отсутствующий в почти постоянном по направлению магнитном поле /2/. Эффект имеет классическую интерпретацию и обязан зависимости силы радиационного торможения от направления спина. В случаях, когда направление равновесной поляризации \vec{n} не совпадает с осью вращения скорости, это направление \vec{n} , вследствие зависимости от траектории частицы, оказывается резонансным образом промодулированным (с частотой прецессии спина). Это приводит к появлению декремента (или инкремента) угла между спином и \vec{n} .

В определенных ситуациях, когда обычный эффект самополяризации полностью отсутствует, описанный механизм может обеспечить высокую степень поляризации.

Например, в описанном выше накопителе с продольным полем, поворачивающим спин в промежутке на поворот, радиационная поляризация полностью обязана этому механизму. Для энергий частиц, при которых величина $\gamma \approx 1$, степень поляризации может достигать 60 + 70%. Подбирая должным образом фокусирующую систему накопителя, высокую степень радиационной поляризации можно сохранить и при более высоких энергиях. Порядок величины времени поляризации тот же, что и в накопителе без продольного поля.

Интересно отметить, что максимальная степень поляризации, благодаря этому эффекту, достигается в накопителе с неоднородным по-

лем специального вида /2/ и равна 95% (в однородном поле -- 92%).

Для количественного описания кинетики радиационной поляризации в любой рабочей точке было проведено исследование без ограничений на близость спиновых резонансов. Ввиду медленности поляризующих процессов, оказалось необходимым принять во внимание и резонансы высших порядков. В результате были получены формулы, определяющие области существования радиационной поляризации и позволяющие в конкретных условиях находить направление, степень равновесной поляризации и время её установления.

Рассмотрен очень важный практический вопрос о поведении поляризации пучков при встрече /2I/. Показано, что условия устойчивости поляризации близки к условиям орбитального движения при встрече^{х)}.

8. Полезным для ускорения поляризации оказывается введение "змеек", т.е. участков с сильным знакопеременным вертикальным магнитным полем $H(\theta)$ /22/xx). Минимальное число осцилляций поля определяется допустимой амплитудой пространственных биений орбиты в промежутке. Согласно работам /2,5-7/ обратное время поляризации τ_p^{-1} равно

$$\tau_p^{-1} = A \gamma^2 \oint |H|^3 d\theta \quad (4)$$

где A -- постоянный параметр. Отсюда видно, что увеличением поля на относительно малой длине можно существенно уменьшить время поляризации. Степень равновесной поляризации при этом равна

$$\zeta = (8/5\sqrt{3}) \oint H^3 d\theta / \oint |H|^3 d\theta$$

Очевидно, что введением "змейки" можно обеспечить высокую степень поляризации без искажения орбиты на основных участках.

Условие

х) Требуется специальное исследование условий одновременного получения высокой светимости и высокой степени радиационной поляризации. По предварительным оценкам эти требования могут быть удовлетворены. Дополнительным облегчением является использование многосгусткового режима в накопителе с двумя дорожками.

xx) Аналогичный способ независимо предложен в работе A.Hutton "Control of the low energy characteristics in the ISR electron ring using wiggler magnets" (CERN/ISR-LTD/76-18, Geneva, May 1976)

Нужно заметить, что проведенное автором рассмотрение кинетики поляризации в знакопеременном магнитном поле не корректно, и в связи с этим полученные количественные результаты неправильны.

$$\int_S |H|^3 d\theta - \left| \int_S H^3 d\theta \right| \ll \int_S |H|^3 d\theta$$

выполняется, если поля разных знаков сильно различаются по величине. Одновременно можно удовлетворить условию $\int_S H d\theta = 0$. Существенно, что этим способом можно изменять и знак равновесной поляризации, меняя знаки полей в "змеёйке". В частности, можно менять спиральности частиц на участке продольной поляризации на обратную. Особенно удобен для независимого управления поляризацией встречных частиц случай двух дорожек.

9. Обсудим возможности получения поляризованных электронов и позитронов при сверхвысоких энергиях (порядка 100 ГэВ и выше). Проблема заключается в том, что в неоднородном поле деполяризующее воздействие квантовых флуктуаций синхротронного излучения быстро растет с энергией и при достаточно больших энергиях может подавить поляризующее действие излучения /7,8,12/.

В принципе деполяризация отсутствует в таком накопителе, где все замкнутые орбиты лежат в одной плоскости (при этом поле на орбитах частиц постоянно по направлению). По мере роста энергии ограничения на отклонения от этой идеальной ситуации становятся все более жесткими. Опасность представляют радиальное магнитное поле, его радиальный градиент и продольное поле на орбите^{ж)}. Эти возмущения могут быть связаны с систематическими погрешностями (возникшими, например, при изготовлении элементов периодической магнитной системы) или со случайными (обусловленными, например, неточностью выставки элементов).

Расстояния между линиями частотного спектра систематических возмущений порядка числа элементов периодичности системы в единицах частоты обращения, которое для накопителей на высокие энергии довольно велико. Параметры накопителя должны выбираться так, чтобы частота прецессии спина могла бы находиться на достаточном удалении от частот этих возмущений. Расстояние между спектральными линиями случайных возмущений порядка частоты обращения частиц в накопителе. Однако в виду того, что корреляция возмущений от отдельных элементов системы будет отсутствовать, результирующая амплитуда гармоник возмущающего поля будет убывать с ростом

ж) Здесь мы будем иметь в виду обычную ситуацию с почти вертикальным магнитным полем, хотя высокая степень радиационной поляризации, в принципе, может быть обеспечена и в специальных ситуациях со сложным равновесным движением спина.

числа элементов N магнитной системы пропорционально \sqrt{N} . Это обстоятельство ослабляет ограничение на допустимую величину этих возмущений. Особенностью ситуации при больших энергиях является также то, что амплитуды колебаний частот прецессии спинов при синхротронных колебаниях энергии могут превышать (вследствие роста абсолютного энергетического разброса) расстояние между соседними резонансами ($\Delta p(g-2) > 1$). Это явление не представляет опасности, если прохождение резонансов при колебаниях энергии будут достаточно быстрыми, что может быть обеспечено выбором большой частоты синхротронных колебаний. Прохождения резонансов могут быть связаны также с временной нестабильностью магнитного поля накопителя. Эта нестабильность не будет вызывать деполяризацию, если относительная амплитуда колебаний поля будет много меньше значения γ^{-1} .

Оценки на основе результатов работ /2,8,11,12/ показывают, что технически возможно обеспечить устойчивую радиационную поляризацию в накопителях электронов и позитронов на энергии ≤ 100 ГэВ.

Если возмущающие поля оказываются слишком большим и разрушают радиационную поляризацию, для предотвращения деполяризации потребуются дополнительные меры. Очевидный способ заключается в обычной компенсации опасных гармоник возмущения введением специальных полей. Однако при значительном числе гармоник, ответственных за деполяризацию, этот способ трудно осуществим.

Можно предложить другой прием (применимый при непределенных по радиационным потерям энергиях), суть которого в следующем. Скорость деполяризации, обязанная квантовым флуктуациям излучения, равна /2,12/ (ср. с формулой (4) для $\tilde{\tau}_p^{-1}$):

$$\tilde{\tau}_p^{-1} = \frac{11}{18} A p^2 \oint (\mathbf{r} \cdot \frac{\partial \vec{n}}{\partial \mathbf{r}})^2 |\mathbf{H}|^3 d\theta$$

где \vec{n} — направление оси прецессии спина, являющееся функцией координат и импульса частицы и определяемое с учетом действующих возмущений.

Введем в прямолинейный промежуток "змейку", описанную выше. При этом вырастает как скорость поляризующих процессов, так, вообще говоря, и деполяризующих, обязанных излучению в области "змейки". Однако деполяризующее влияние излучения можно сделать относительно малым, если в области "змейки" параметр $(\mathbf{r} \cdot \frac{\partial \vec{n}}{\partial \mathbf{r}})^2$

будет много меньше единицы. Заметим, что в этой области величина $|\mathbf{r} \cdot \frac{\partial \vec{n}}{\partial \mathbf{r}}|$ постоянна вдоль орбиты. Поэтому вектор $\mathbf{r} \cdot \frac{\partial \vec{n}}{\partial \mathbf{r}}$ по всей длине "змейки" задается всего двумя параметрами. Компенсацию зависимости \vec{n} от энергии в этом промежутке можно осуществить, если, например, ввести в двух участках орбиты радиальные магнитные поля*. Требуемые величины этих полей можно подобрать, добываясь минимальной скорости деполяризации.

С помощью описанного приема можно значительно отодвинуть предел по энергии для поляризованных пучков в накопителях.

II. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ

I. Возникшая в результате длительного движения в магнитном поле поляризация электронов и позитронов может быть измерена разными способами. Методы измерения поперечной поляризации частиц высокой энергии, движущихся в накопителе, рассмотрены в работах /7,23-25/. При энергиях порядка 1 ГэВ поляризацию одного пучка достаточно удобно измерять по зависимости упругого рассеяния частиц в ступке от их поляризации. Обмениваясь при рассеянии энергией $\pm \Delta E$, частицы выбывают из пучка и могут быть зарегистрированы тем или иным образом. При переходе к большим энергиям этот способ становится малоэффективным, потому что из-за роста поперечных импульсов частиц падает как сечение процесса, так и вклад поляризации.

Зависимость от поляризации электронов имеется также в сечении комптоновского рассеяния циркулярно поляризованных фотонов. Максимум асимметрии вылета вторичных γ -квантов с энергией $\sim \gamma^2 \hbar \omega_0$ достигается в этом методе при частоте фотонов $\hbar \omega_0 \approx mc^2/\gamma$. При энергиях электронов порядка нескольких ГэВ максимальная асимметрия может быть достигнута при использовании ультрафиолетовой части спектра (500 - 1000 А) синхротронного излучения самого электронного пучка, которое имеет значительную и разного знака степень круговой поляризации, выше и ниже плоскости равновесной орбиты.

Можно предложить следующую схему эксперимента. Пучок "приготавливается" в виде двух последовательных ступок так, что

* Изменение фазы прецессии спина в поле накопителя между этими участками должно быть не кратно π .

"свет" от первого ступка отражается и фокусируется сферическим зеркалом, установленным на расстоянии его радиуса, равного половине расстояния между ступками. Регистрация электронов отдачи, отклоняемых ведущим магнитным полем, на совпадение со вторичным γ -квантом дает возможность выбирать нужную область спектра. Попеременное отражение либо верхней, либо нижней относительно плоскости электронной орбиты части синхротронного излучения позволяет легко чередовать знак асимметрии. При количестве электронов 10^{10} в каждом ступке число "полезных" событий в секунду составляет 10^3 . Такая же скорость счета может быть достигнута непрерывным лазером мощностью в несколько ватт. Использование лазеров эффективно при энергиях электронов порядка 10 ГэВ, где асимметрия значительна для оптической области спектра. Основным недостатком применения Комpton-эффекта для измерения поляризации является, по-видимому, необходимость острой фокусировки фотонов и точной выставки электронной орбиты.

От этого недостатка свободен метод измерения поляризации рассеянием на струе атомарного поляризованного водорода. Для известных плотностей поляризованного (в неоднородном поле типа Штерна-Герлаха) водорода ($\rho \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $\xi = 1$) при $E = 1$ ГэВ и диаметре струи $\sim 0,5$ см число событий в секунду численно равно току пучка электронов в mA . Эффект азимутальной анизотропии, при поперечной поляризации электронов, составляет $\pm 10\%$. В случае продольной поляризации скорость счета полезных событий изменяется в 8 раз при параллельной и антипараллельной ориентации спинов электронов пучка и мишени. Возможность одновременного рассеяния электронов и позитронов, а также слабая зависимость сечения этого процесса от энергии частиц ($\sigma \sim \gamma^{-1}$), делают применение поляризованной газовой мишени удобным способом измерения поляризации как одного пучка, так и встречных пучков.

Произведение поляризаций встречных пучков может быть измерено непосредственно в основных экспериментах по взаимодействию частиц высокой энергии. Сечения двухчастичных реакций зависят от взаимной ориентации спинов электронов и позитронов [7]. Сильную зависимость от поперечной поляризации имеет сечение рождения пары μ -мезонов

$$\sigma_{\mu\mu}(\theta = \frac{\pi}{2}, \varphi = \frac{\pi}{2}) = 0, \quad \sigma_{\mu\mu}(\theta = \frac{\pi}{2}, \varphi = 0) = 2\sigma_{\mu\mu}^0$$

Использование процессов рождения псевдоскалярных мезонов для определения поляризации начальных частиц затруднено тем, что сечение этих процессов, как правило, меньше, чем $\sigma_{\mu\mu}$. Однако в области резонансов, где соответствующее сечение резко возрастает, наблюдение азимутальной анизотропии образования пар конечных частиц представляется удобным способом измерения поперечной поляризации. Продольная поляризация встречных пучков может быть легко наблюдена по упругому рассеянию электрона на позитроне. Сечение этого процесса при $\theta = \pi/2$ изменяется в 8 раз для параллельных и антипараллельных спинов частиц.

2. При работе с поляризованными пучками желательно уметь деполаризовать пучок. Для этой цели можно использовать "машинный" резонанс достаточной мощности. Однако использование "машинного" резонанса не всегда удобно, так как связано с изменением параметров пучка: либо энергии, либо частоты бетатронных колебаний. Более перспективным представляется создание внешнего резонанса при помощи высокочастотного электромагнитного поля, поперечного к направлению поляризации и резонансного с частотой прецессии спина.

Такая "раскачка" не должна приводить к изменению размеров пучка, если частота ВЧ-поля не совпадает с одной из комбинаций частот орбитальных колебаний. В этом смысле при поперечной поляризации электронов безопаснее включать продольное магнитное поле. Однако при больших энергиях, когда $\gamma \gg 1$, для деполаризации пучка целесообразнее применять поперечное H_x -поле, так как при том же времени деполаризации требуемые продольные поля гораздо больше: $\int H_z dl / \int H_x dl \approx \gamma$.

Применение бегущей волны, где $|H_x| = |E_z|$, дает дополнительные возможности при экспериментах с двумя пучками. В отсутствие отражения выбором направления распространения волны можно деполаризовать по отдельности любой из встречных пучков. Кроме того, представляется технически возможным выборочно деполаризовать ступки в одном и том же пучке, если использовать короткие по времени импульсы, сфазированные с частотой обращения частиц. Это позволит проводить эксперимент на встречных пучках с поляризованными и неполяризованными частицами одновременно при прочих равных параметрах.

III. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ПУЧКАМИ

I. Эксперименты по измерению поляризации электронов были начаты в Новосибирске в 1970 году на накопителе ВЭП-2 /7/. Первые результаты свидетельствовали о существовании радиационной поляризации. Однако в связи с реконструкцией комплекса ВЭП-2 эксперименты были прерваны и продолжены в 1974-1975 гг. на новом накопителе ВЭП-2М /26,27/. Измерение степени поперечной поляризации проводилось по регистрации упругого рассеяния частиц в ступке. На ВЭП-2М использовалось две системы сцинтилляционных счетчиков: первая детектировала электроны с передачей энергии $\Delta E/E \geq 20\%$; вторая - электроны и позитроны с $\Delta E/E \approx 5\%$. При этом наблюдалось скачкообразное увеличение скорости счета \dot{N} таких событий при быстрой деполяризации пучка с помощью модулированного шумом высокочастотного продольного магнитного поля, резонансного с частотой прецессии спинов (рис.4). По зависимости величины скачка $\Delta = (\dot{n}_e - \dot{n}_p)/\dot{n}_e$ от времени, прошедшего с начала цикла поляризации до включения деполяризующего ВЧ-поля, получены (рис.5) предельная степень поляризации $\zeta = 0,92 \pm 0,15$ и время радиационной поляризации $\tilde{\tau}_p = 68 \pm 10$ мин при энергии 625 МэВ.

2. Хорошее согласие измеренных величин с расчетными значениями говорит о малости деполяризующих факторов при энергии эксперимента ($E = 625$ МэВ), что и ожидалось исходя из численной оценки времени деполяризации. При оценке использовалась модель с введением в идеальную структуру накопителя возмущения в виде повернутого квадрупольного поля, сила которого задается из измерений реальной величины связи вертикальных и радиальных колебаний частицы. Результаты численного расчета "машинных" деполяризующих резонансов, мощность которых характеризуется отношением времени поляризации и деполяризации $\tilde{\tau}_p/\tilde{\tau}_d$, представлены на рис.6, из которого видно, что на ВЭП-2М радиационная поляризация возможна в области энергий выше 490 МэВ, всюду кроме узких резонансных полюсов, легко "передвигаемых" выбором рабочих частот бетатронных колебаний ν_x, ν_z . Расчет также показал практически важную возможность прохождения целого ряда резонансов без нарушения поляризации, что впоследствии было проверено экспериментально. При скорости изменения энергии 10 МэВ в секунду не обнаружено заметного уменьшения степени поляризации поляризованного пучка после пере-

сечения резонансов с бетатронными колебаниями как второго, так и первого порядка.

Более детально был исследован линейный резонанс $\nu = \nu_z - 2$. На рис.7 представлено поведение скорости счета событий упругого рассеяния в поляризованном пучке вблизи этого резонанса. При частоте вертикальных бетатронных колебаний $\nu_z = 3,152$ (точный резонанс при $\nu_z = 3,1565$) поляризация сохраняется в течение длительного времени. Включение шумовых пульсаций ведущего магнитного поля $\Delta H/H \approx 2 \cdot 10^{-3}$ (что дает модуляцию частоты спиновой прецессии такого же порядка) при $\nu_z = 3,152$ не изменяет степени поляризации, а при $\nu_z = 3,156$ за время $t \approx 400$ сек приводит к полной деполяризации пучка, что было подтверждено отсутствием изменения скорости счета при контрольном включении деполяризующего ВЧ-поля.

Расчет для резонанса $\nu = 1$ (частота аномальной прецессии спина равна частоте обращения частицы при $E = 440,65$ МэВ), показывает, что без специальных мер прохождение этого резонанса в накопителе ВЭП-2М без полной деполяризации невозможно. Для проверки этого утверждения был сделан цикл экспериментов, в которых измерялась степень поляризации после снижения энергии поляризованного пучка со скоростью 10 МэВ/сек до некоторого значения вблизи целого резонанса и возвращения её с этой же скоростью в начальное положение. Вплоть до $E = 448$ МэВ поляризация сохранялась; при 443 МэВ и ниже происходила полная деполяризация.

Деполяризующее воздействие квантовых флуктуаций излучения при пересечении целого резонанса можно подавить, увеличив резонансную гармонику возмущения введением в прямолинейный промежуток постоянного поля /20/. Для экспериментальной проверки возможности пересечения целого резонанса без деполяризации пучка, в одном из промежутков накопителя ВЭП-2М был установлен соленоид с продольным магнитным полем $\bar{H}_z/\bar{H} = 0,03$. Расчет показывает, что такой величины поля достаточно для безопасного пересечения резонанса при скорости изменения энергии 10 МэВ/с. При этом центральный резонанс проходит динамически медленно, а первый из возможных боковых, связанных с фазовыми колебаниями, - быстро.

Эксперимент проводился следующим образом. К ступке поляризованных при $E = 625$ МэВ позитронов добавлялся равный и свинцу-

тый по фазе на $\pi/4$ неполяризованный ступок. Сравнение скоростей счета упругих рассеяний в каждом ступке дает непрерывное и быстрое измерение степени поляризации. На энергии 510 МэВ поочередно изменением ν_z и ν_x "уводились" резонансы $\nu = \nu_z - 2$ и $\nu = \nu_x - 2$, затем включалось продольное поле и, когда энергия частиц снижалась до уровня 400 МэВ, это поле выключалось. Последующее измерение показало сохранение поляризации. В контрольном цикле, повторяющем все операции, кроме введения продольного магнитного поля, было обнаружено полное исчезновение поляризации позитронов. Таким образом, экспериментально доказана возможность адиабатического прохождения целых резонансов без деполяризации пучка.

3. Как уже говорилось, условие сохранения поляризации встречных пучков близко к условию орбитальной устойчивости при встрече. Измерение поляризации встречных пучков проводилось системой счетчиков, одновременно регистрирующей электроны и позитроны, потерянные из пучков вследствие упругого рассеяния внутри ступков. Было показано, что вплоть до токов $10 \times 10 \text{ мА}$ при $E = 650 \text{ МэВ}$ радиационная поляризация шла обычным образом. Поляризация не исчезала после опускания энергии до 510 МэВ, где сохранялась в течение длительного времени. В районе энергии ϕ -мезона была достигнута максимальная светимость поляризованных встречных пучков $2 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ /26/.

Было проведено два эксперимента с поляризованными встречными пучками, в которых изучалась азимутальная анизотропия рождения встречных частиц. При энергии $2 \times 650 \text{ МэВ}$ измерение анизотропии рождения мюонных пар подтвердило факт возникновения поляризации встречных пучков. Изучение анизотропии рождения каонов проводилось в области ϕ -мезонного резонанса после поляризации пучков e^+ и e^- на энергии 650 МэВ в течение времени $t = 2 \tilde{t}_p$. (Рис.8). Измеренная величина произведения степеней поляризации $\xi_+ \xi_- = 0,63 \pm 0,14$.

4. Эффект радиационной поляризации изучался также на других электрон-позитронных накопительных кольцах. В 1971 году на накопителе АСО (Франция) измерялась поляризация позитронного пучка по эффекту внутрискрутковому рассеянию. Для деполяризации использовалось прохождение через целый машинный резонанс при 440 МэВ.

Было показано, что поляризация позитронов сохраняется (в хороших рабочих точках) и в присутствии электронного пучка вплоть до токов, близких к предельным по эффектам встречи, и продемонстрировано действие некоторых машинных деполяризирующих резонансов /28/.

В 1975 году измерения поляризации были проведены на накопителе SPEAR. Вначале по внутрискрутковому рассеянию и деполяризации на целом резонансе наблюдалась поляризация одного электронного пучка /29/. Затем было продемонстрировано наличие поляризации встречных пучков по измерению анизотропии рождения мюонных пар при энергии 3,7 ГэВ /30/.

В целом опыт работы трех накопителей показывает, что радиационная поляризация может быть получена в широком диапазоне экспериментальных условий, и светимость поляризованных встречных пучков уже сегодня достаточна для проведения широкого круга экспериментов по физике высоких энергий.

Хорошим примером использования поляризованности встречных пучков является эксперимент, проведенный на SPEAR, в котором в многоадронных событиях были определены спины первичных струй /31/. При этом продемонстрировано, что поляризация резко облегчает эксперименты такого типа.

5. На накопителе ВЭШ-2М радиационная поляризация была использована для экспериментов другого характера. Регистрация скачкообразного изменения скорости счета событий упругого рассеяния в ступке при определенной частоте деполяризующего поля является также измерением средней частоты прецессии спинов Ω . По значению $\Omega = \gamma \omega_s \mu' / m_0$ можно определить энергию релятивистского электрона, так как отношение μ' / m_0 известно из $g-2$ - экспериментов с высокой точностью.

Наличие энергетического разброса в пучке не является, в первом приближении, ограничением точности этого метода /32/. Отклонение энергии частицы на величину $\Delta \gamma$ от среднего значения γ_0 приводит, в присутствии ускоряющего ВЧ-напряжения, к синхронным колебаниям с частотой $\omega_p \ll \Omega$, которые модулируют частоту прецессии спина. Усредненный по фазовым колебаниям спектр спинового движения имеет центральную линию и боковые частоты, отстоящие

$\pi\omega_p$. Параметры фазовой модуляции, как правило, таковы, что время деполяризации $\tilde{\tau}_d$ на средней частоте много меньше, чем на боковых частотах.

Ширина центральной линии спектра определяется отличием усредненной по фазовым колебаниям энергии частиц \bar{E}_0 от равновесной E_0 , которое связано, например, с квадратичной нелинейностью накопителя. При компенсации этой и других нелинейностей разброс спиновых частот может быть, в принципе, сведен к минимуму, определяемому квадратом энергетического разброса, что позволит определять среднюю абсолютную энергию частиц с предельной точностью, задаваемой известным значением аномального магнитного момента электрона. На практике, однако, точность измерения энергии технически ограничена медленными нерегулярными пульсациями магнитного поля накопителя, которые "размывают" среднюю частоту прецессии. Так, например, система стабилизации магнитного поля ВЭШ-2М в настоящее время обеспечивает точность одного измерения $\pm 2 \cdot 10^{-5}$.

Первым приложением этого способа калибровки энергии явилось измерение массы ϕ -мезона /27/. Перед началом эксперимента была проведена абсолютная калибровка шкалы энергии накопителя методом резонансной деполяризации.

Цикл измерения начинался и кончался контрольной калибровкой энергии пучка в точке $E = 509,6$ МэВ. Всего было проведено три цикла измерений кривой возбуждения ϕ -мезона в интервале энергии от 1014 до 1026 МэВ. Набранный интеграл светимости $L = 4 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2}$.

В эксперименте регистрировался канал $\phi \rightarrow K_L + K_S$ по двум заряженным пионам от распада $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Экспериментальные данные и оптимизированная кривая показаны на рис. 9. Соответствующая величина массы ϕ -мезона $1019,4 \pm 0,3$ МэВ представлена на рис. 10 вместе с данными других экспериментов.

Этот же способ калибровки энергии пучков был использован для измерения суммы масс K^\pm -мезонов. В этом эксперименте позитроны поляризовались на энергии 650 МэВ. Далее энергия опускалась до 509 МэВ, и при постоянных параметрах пучок выдерживался около 1 часа (для полного установления всех тепловых режимов).

После этого включалось высокочастотное поле деполяризатора небольшой амплитуды, его частота медленно перестраивалась, и по скачку скорости счета рассеянных внутри ступка позитронов определялась частота спиновой прецессии и, соответственно, абсолютная энергия позитронов (точность порядка $2 \cdot 10^{-5}$). Затем впускался ступок электронов, и проводилось экспонирование ядерно-эмульсионной камеры. Получена итоговая точность определения массы K^+K^- -мезонов порядка 70 КэВ (в два раза лучше среднемировой). Распад $\phi \rightarrow K^+K^-$ регистрировался в ядерной фотоэмульсии, предварительно калиброванной по монохроматичным протонам, что позволило определить кинетическую энергию каонов с точностью 40 КэВ.

Проверка одинаковости свойств частиц и античастиц с еще более высокой точностью была проведена сравнением аномальных магнитных моментов электрона и позитрона по одновременному измерению их частот прецессии при их движении по одной и той же равновесной траектории в магнитном поле накопителя /34/.

Эксперимент проводился на энергии 625 МэВ одновременно с двумя пучками (электронным и позитронным). По прошествии двойного времени поляризации включалось поле деполяризатора малой амплитуды, и его частота медленно перестраивалась. По скачку скорости счета рассеянных внутри ступков электронов и позитронов определялись их частоты прецессии. Сравнение этих частот дает сравнение аномальных магнитных моментов электрона и позитрона. Показано, что эти моменты равны с точностью не хуже $1 \cdot 10^{-5}$, что на два порядка выше точности остальных экспериментов по измерению аномального магнитного момента позитрона.

Для демонстрации действительной разрешающей способности метода, энергии электронов и позитронов были слегка раздвинуты с помощью радиального электрического поля. По измерениям ясно видно, что частоты прецессии раздвигались на ожидаемую величину.

В качестве общего итога можно сказать, что видимые сегодня области применения заставляют разрабатывать новые накопители с учетом требований получения, управления и использования радиационной поляризации.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить В.А.Сидорова, Л.М.Баркова, Л.М.Курдадзе, А.Д.Букина, М.С.Золоторева, В.П.Смахтина, Н.И.Крупина, Е.П.Солодова, И.Б.Вассермана, С.И.Мишнев, Л.А.Макарьину, А.П.Мишакову, В.В.Огурцова за сотрудничество и помощь в проведении экспериментов, Г.И.Будкера, С.Т.Беляева и В.Н.Байера — за внимание к работе и обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. А.А.Соколов, И.М.Тернов, ДАН СССР 153, 1052 (1963).
Sov. Phys. Doklady 8, 1203 (1964).
2. Я.С.Дербенёв, А.М.Кондратенко, ЖЭТФ, 64, 1918 (1973).
Sov. Phys. JETP 37, 968 (1973).
3. В.Л.Любошиц, ЯФ, 4, 269 (1966).
4. В.Н.Байер, В.М.Катков, ЯФ, 3, 81 (1966).
5. В.Н.Байер, В.М.Катков, ЖЭТФ, 52, 1422 (1967).
6. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко, ЖЭТФ, 58, 1695 (1970).
7. В.Н.Байер, УФН, 105, 441 (1971), Sov. Phys. Uspekhi 14, 695 (1972).
8. В.Н.Байер, Ю.Ф.Орлов, ДАН СССР 165, 783 (1965).
9. Я.С.Дербенёв, А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский, ДАН СССР, 192, 1255 (1970) Sov. Phys. Doklady 15, 583 (1970).
10. Я.С.Дербенёв, А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский. Препринт ИЯФ СО АН СССР 2-70 (1970).
11. Я.С.Дербенёв, А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский, ЖЭТФ 60, 1216 (1971), Sov. Phys. JETP 33, 658 (1971).
12. Я.С.Дербенёв, А.М.Кондратенко, ЖЭТФ, 62, 430 (1972).
Sov. Phys. JETP 35, 230 (1972).
13. Я.С.Дербенёв, А.М.Кондратенко. ДАН СССР 217, 311 (1974).
14. R.Schwitters, B.Richter. SPEAR-175, PEP-Note 87 (1974)
15. N.Christ, F.J.M.Farley, H.G.Hereward. Nucl. Instr. and Meth. 115, 227 (1974).
16. B.W.Montague. CERN/ISR-LTD/76-2 (1976)
17. M.Froissart, R.Stora. Nucl. Instr. and Meth. 7, 297 (1960)
18. Ю.А.Плис, Л.М.Сороко, УФН 107, 281 (1972).
19. D.Cohen. Rev. Sci. Instr. 33, 161 (1962).
20. Я.С.Дербенёв, А.М.Кондратенко. ДАН СССР 223, 830 (1975).
21. А.М.Кондратенко, ЖЭТФ 66, 1211 (1974).
Sov. Phys. JETP 39, 592 (1974).

22. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский. Препринт ИЯФ СО АН СССР 76-62 (1976).
23. В.Н.Байер, В.А.Хозе АЭ, 25, 440 (1968).
24. В.Н.Байер, В.А.Хозе ЯФ, 9, 409 (1969).
25. В.Н.Байер, В.С.Фадин, ДАН СССР, 161, 74 (1965).
26. Л.М.Курдадзе, С.И.Середняков, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов. Препринт ИЯФ СО АН СССР 75-66. Труды У Международной конференции по физике высоких энергий, Варшава (1975).
27. А.Д.Букин, Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, Л.М.Курдадзе, С.И.Середняков, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов. Препринт ИЯФ СО АН СССР 75-64. Труды У Международной конференции по физике высоких энергий Варшава (1975).
28. J.Le Duff, P.C.Marin, I.L.Masnou, M.Sommer Preprint Orsay(France), 4-73, (1973) Труды III Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Москва (1972).
29. U.Camerini, D.Cline, J.Learned, A.K.Mann, L.K.Resvanis Phys. Rev. D. 12, 1885 (1975)
30. J.G.Learned, L.K.Resvanis, C.M.Spencer Phys. Rev. Lett. 35, 1668 (1975)
31. G.Hanson et all. Phys. Rev.Lett. 35, 1609 (1975)
32. Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko, S.I.Serednyakov, A.N.Skrinsky, G.M.Tumaikin, Yu.M.Shatunov Preprint NPI 76-64 Novosibirsk 1976
33. Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko Preprint INP 76-84 Novosibirsk 1976
34. S.I.Serednyakov, V.A.Sidorov, A.N.Skrinsky, G.M.Tumaikin, Yu.M.Shatunov Preprint INP 76-61 Novosibirsk 1976

Подписи к рисункам

- Рис.1а. Получение продольной поляризации. Вариант 1.
- Рис.1б. Получение продольной поляризации. Вариант 2.
- Рис.2 . Получение продольно-поляризованных встречных пучков разной спиральности.
- Рис.3. Схема поворота спина в промежутке на 180° вокруг радиального направления с восстановлением скорости частицы.
- Рис.4. Зависимость скорости счета событий упругого рассеяния в ступке от частоты деполяризатора.
- Рис.5. Зависимость скачка скорости счета при деполяризации от времени, прошедшего с начала цикла поляризации.
- Рис.6. Расчет деполяризующих резонансов.
- Рис.7. Деполяризация на резонансе $\nu = \nu_z - 2$.
- Рис.8. Азимутальная анизотропия рождения K^\pm -мезонов на поляризованных пучках.
- Рис.9. Кривая возбуждения ϕ -мезона.
- Рис.10. Мировое значение массы ϕ -мезона.

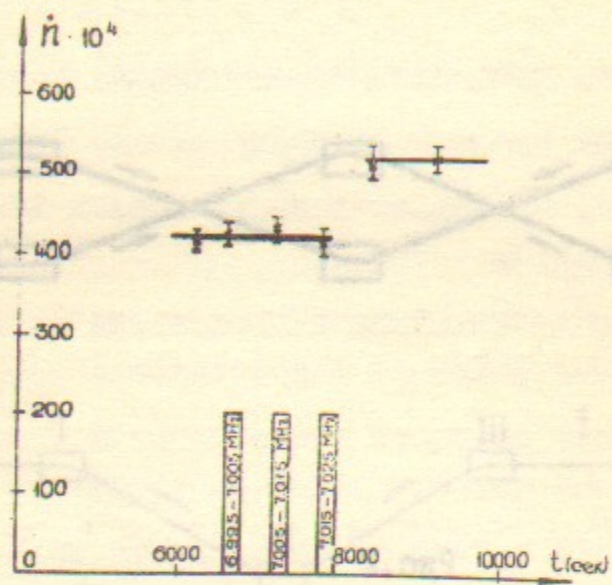


Рис. 4

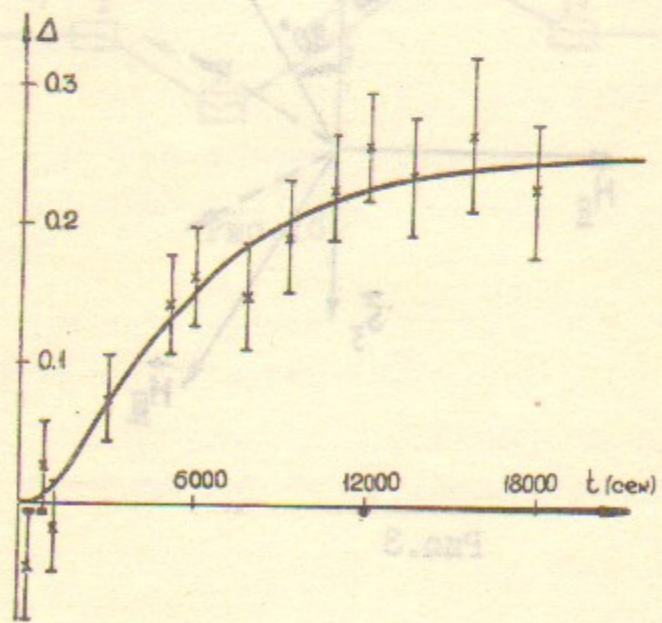


Рис. 5

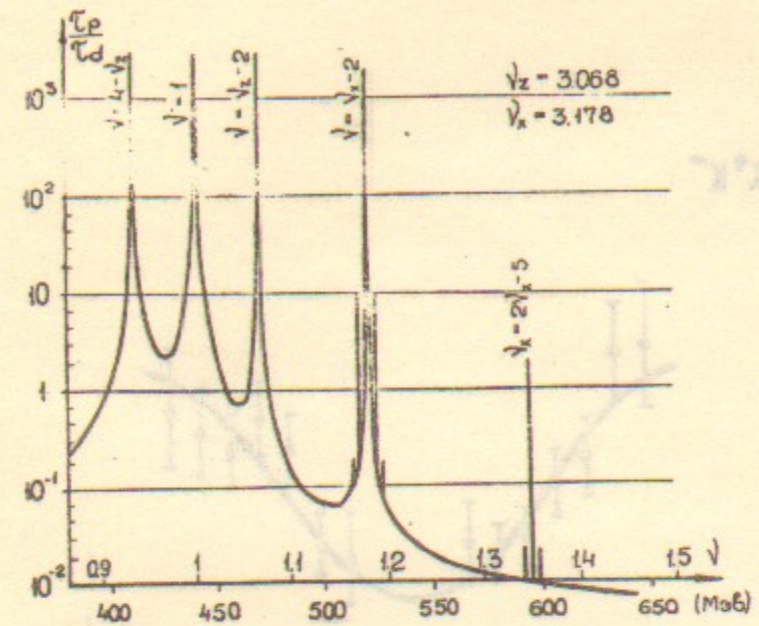


Рис. 6

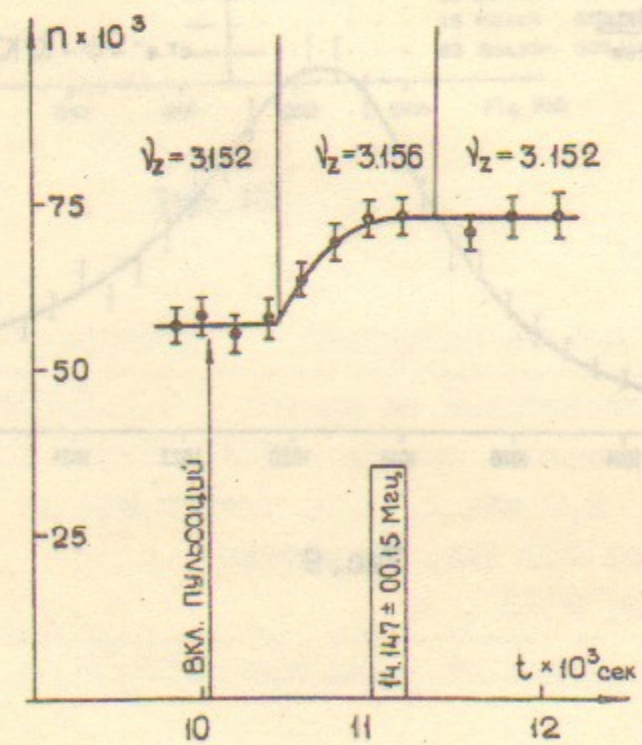


Рис. 7

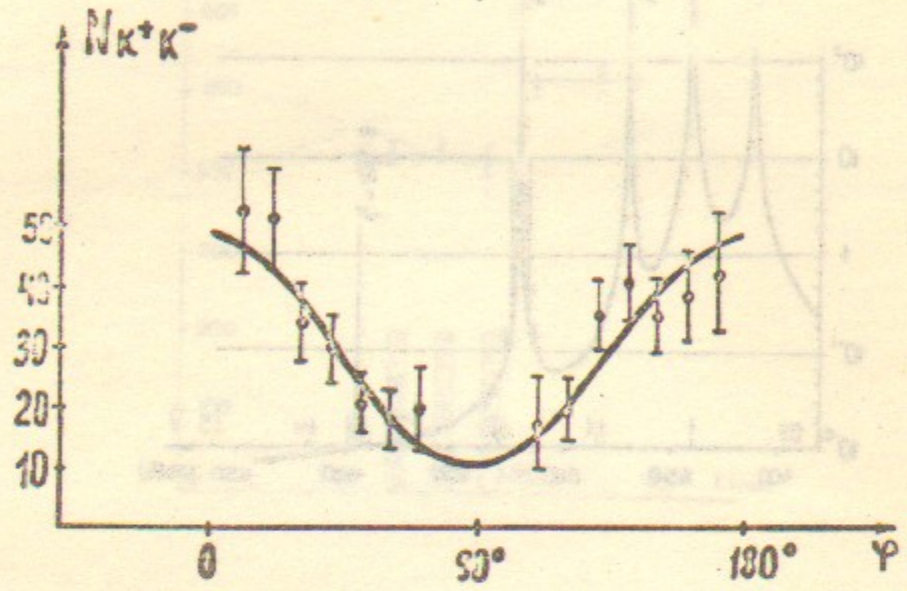


Рис. 8

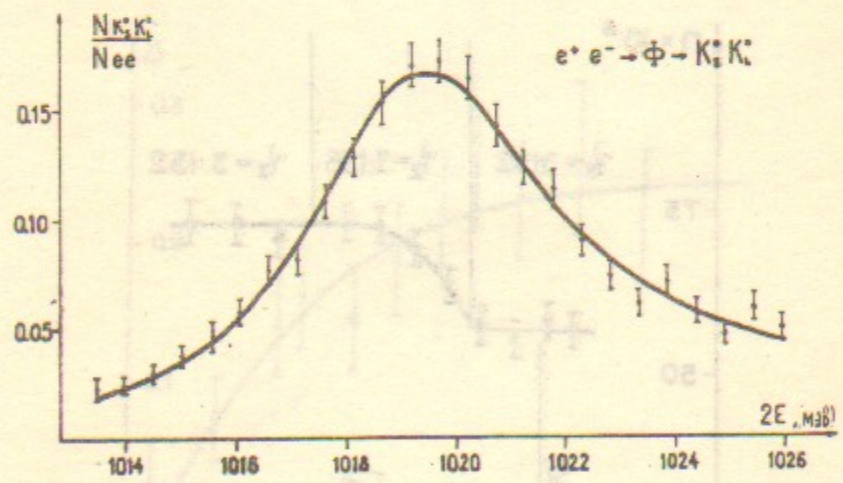


Рис. 9

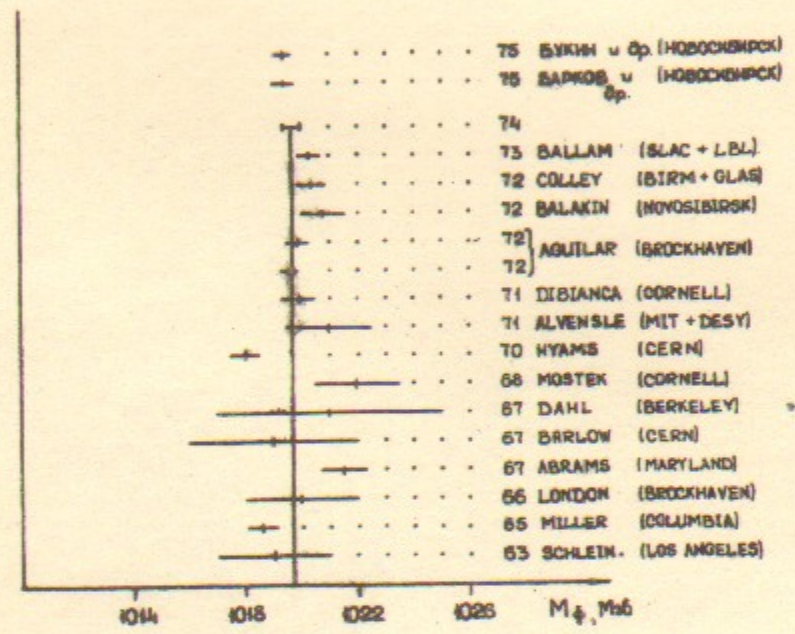
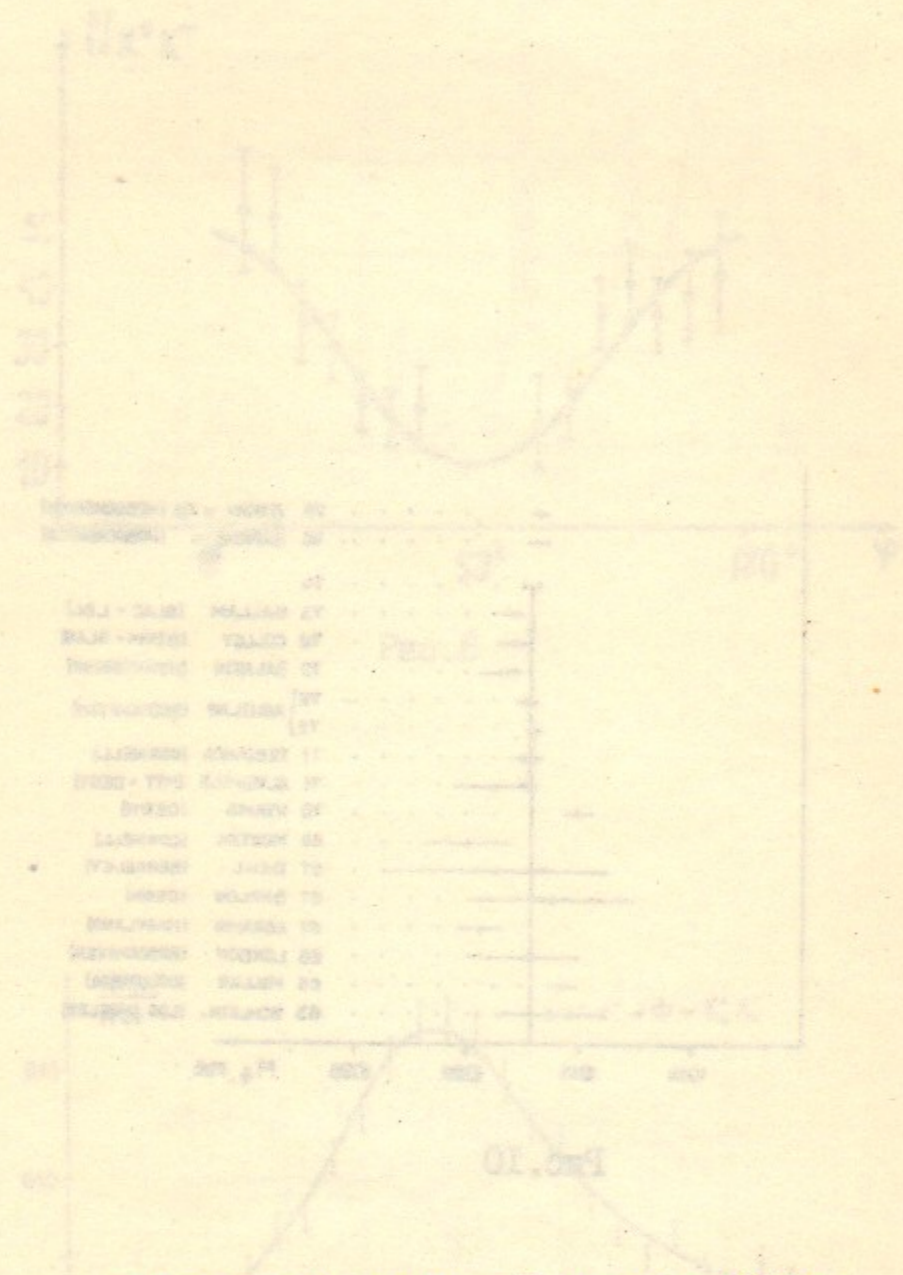


Рис. 10

Работа подготовлена - I квартал 1978 г.
 Отпечатано на бумаге - G.I. ЛОНОН
 Издательство и печать - ИЛ-1978. № 0308
 Уч. з. 0, 001. л. 1, 6 устроено-кн. л.
 Тираж 300 экз. Заказ № 1113
 Отпечатано на оборудовании ЦО АН СССР



Работа поступила - I октября 1976 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ

Подписано к печати 22.XI-1976г. МН 03046

Усл. 2,0 печ.л., 1,6 учетно-изд.л.

Тираж 250 экз. Бесплатно

Заказ №112 .

Отпечатано на ротационте ИЯФ СО АН СССР

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И Я Ф 76-412

Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko, S.I.Serednyakov,
A.N.Skrinsky, G.M.Tumaikin, Yu.M.Shatunov

RADIATIVE POLARIZATION:
OBTAINING, CONTROL, USING

НОВОСИБИРСК

1976

RADIATIVE POLARIZATION:
OBTAINING, CONTROL, USING

Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko, S.I.Serednyakov,
A.N.Skrinsky, G.M.Tumaikin, Yu.M.Shatunov

Institute of Nuclear Physics
Siberian Division, USSR Academy of Sciences
(Novosibirsk)

A B S T R A C T

Theoretical and experimental studies in the Institute (Novosibirsk) on the behavior of particle polarization in storage rings are reviewed. In theoretical works the motion of particle spins in arbitrary inhomogeneous fields was investigated. The methods for obtaining the beams with a required polarization direction in storage rings and accelerators are described. It is shown that direction-variable fields on some parts of the orbit may be used to avoid the resonance depolarization upon acceleration of polarized particles to high energies. The conditions for the existence of radiative polarization of electrons and positrons were revealed. The methods for measuring the polarization of the single and colliding beams are described. The results of measuring the time and degree of radiative polarization are presented. The action of spin resonances was studied. The use of polarized beams to find an absolute energy of particles in a storage ring and to compare precisely anomalous magnetic momenta of electrons and positrons is described.

RADIATIVE POLARIZATION:
OBTAINING, CONTROL, USING

Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko, S.I.Serednyakov,
A.N.Skrinsky, G.M.Tumaikin, Yu.M.Shatunov

Institute of Nuclear Physics
Siberian Division, USSR Academy of Sciences
(Novosibirsk)

1. REVIEW OF THEORETICAL RESULTS

1. The effect of radiative polarization of high-energy light charged particles (electrons and positrons) at their motion in a homogeneous magnetic field was theoretically found in 1963 by Sokolov and Ternov /1/. This effect can be interpreted in a classical way, considering a noncharged particle with a high spin $S \gg \hbar/2$ and a magnetic momentum $\mu = gS$, moving straightly across the magnetic field H , due to a precession magneto-dipole radiation, the . Then in its frame system with a magnetic field \vec{H} , due to a precession magneto-dipole radiation, the magnetic momentum will "damp" to the position "along the field" (minimum of energy) according to the equation

$$\frac{dS_{\parallel}}{d\tau} = \frac{2g}{3c^3} \left(\vec{S} \times \frac{d^3\vec{M}}{d\tau^3} \right)_{\parallel} = \frac{2g^5}{3c^3} (\gamma H)^3 S_{\perp}^2, \quad (S_{\parallel} = \vec{S} \vec{H} / H, S_{\perp}^2 = S^2 - S_{\parallel}^2).$$

In a laboratory system

$$\dot{S}_{\parallel} = \frac{2g^5}{3c^3} \gamma^2 H^3 S_{\perp}^2. \quad (1)$$

From this the characteristic time of damping (at small deviations of the magnetic momentum from the field direction) is

$$\tau_p = \left| \frac{4S}{3c^3} q^5 r^2 H^3 \right|^{-1}$$

When considering this case in a quantum-mechanical way the following equation is obtained

$$\dot{S}_{||} = \frac{2q^5}{3c^3} r^2 H^3 S_{\perp}^2 - \frac{2\hbar}{3c^3} r^2 |q^5 H^3| S_{||} \quad (2)$$

This equation within the classical limits goes to (1). The equilibrium polarization degree remains equal to 100% for an arbitrary spin.

For a charged particle with the charge e and gyromagnetic factor g ($q = ge/2mc$) the corresponding equation has the general form for $1/2$

$$\dot{S}_{||} = \alpha_- S_{\perp}^2 / \hbar - \alpha_+ S_{||}, \quad (3)$$

where the coefficients α_{\pm} do not depend on the spin value and in the ultra-relativistic case are proportional to $r^2 H^3$. For the spin $1/2$ the equation takes the form ($S_{\perp}^2 = \hbar^2/2$):

$$\dot{S}_{||} = \alpha_- \hbar / 2 - \alpha_+ S_{||}$$

The quantum-mechanical sense of the coefficients α_{\pm} become clear from the comparison of this equation with an elementary balance equation for the spin $1/2$ as a two-level system:

α_+ and α_- are the sum and difference of spin-flip probabilities for the $1/2$ spin per a unit time: $\alpha_{\pm} = P_{\uparrow\downarrow} \pm P_{\downarrow\uparrow}$

Note, that for a particle with a high spin the polariza-

tion rate is determined by the difference of the spin-flip probabilities ($\tau_p^{-1} = |\frac{2S}{\hbar} \alpha_-|$), while for the spin $1/2$ the rate $\tau_p^{-1} = \alpha_+$.

For the case of a particle with a high gyromagnetic factor ($g \gg 1$) the spin-dependent part of the charge radiation, as compared with the magnetic momentum radiation, can be neglected. In this case the particle non-inertion motion is negligible, the reverse transition probability disappears:

$$\alpha_+ = |\alpha_-| = \frac{2\hbar}{3c^3} r^2 |q^5 H^3|$$

and equation (3) coincides with (2). For a charged particle with $g \sim 1$, the quantum fluctuations of radiation results in reverse transitions ($\alpha_+ > |\alpha_-|$) and decreases the equilibrium polarization degree ξ . Thus, for an electron in a homogeneous magnetic field $\xi = |\alpha_-|/\alpha_+ = 92\%$.

The evaluation of the polarization time exemplified by an uncharged particle (neutron) was given by V.L.Lyuboshits /3/.

2. The result obtained by Sokolov and Ternov pointed to the presence of a polarizing mechanism. To clarify real possibilities to produce polarized light particles in storage rings, it was necessary to study radiative polarization in inhomogeneous fields.

In inhomogeneous fields the polarization state variation occurs due to both the direct radiation effect and as the result of the orbital motion perturbation due to radiation (mainly).

A study of the direct radiation effect on the polarization

of ultra-relativistic light particles in arbitrary inhomogeneous fields (only slight field variations about the radiation formation length were assumed) was performed by V.N.Baier, V.M.Katkov and V.M.Strakhovenko /4-7/. It was found that the field inhomogeneity did not significantly change a polarizing mechanism, resulted from the direct interaction of a spin with radiation.

The importance of studying the effects of radiation influence on polarization via an orbital motion is associated with the fact that the time of orbital motion relaxation is many orders lower than that of polarization. The study of these effects was started by V.N.Baier and Yu.F.Orlov /7,8/. It was shown that the orbital diffusion caused by quantum radiation fluctuations in the presence of small vertical distortions of closed orbits in a storage ring, resulted in spin diffusion. This depolarizing influence of radiation is of a resonance nature, and at adequate closeness of the frequencies of precession and disturbance destructs radiative polarization.

3. For a complete answer to the question on the existence of radiative polarization a detailed analysis of the polarization behaviour with the account of all specific features of particle motion in storage rings was necessary to do. Later on a study of the spin dynamics not restricted by an ordinary case of approximately axial magnetic fields /9-11/. Generalization on the case with arbitrary inhomogeneous fields is of practical interest for studying possibilities to obtain any required polarization direction. Methods and concepts were developed enabling

a unified description of the radiative polarization to be obtained in arbitrary electromagnetic fields with the account of all significant orbit-spin coupling effects. The analysis makes it possible to describe quantitatively the process of polarization both in usual cases and in those with direction-variable fields /2,12,13/.

It was stated that for any stationary magnetic (electromagnetic) fields providing the existence of closed (and stable) particle orbits $\vec{z}(\theta)$ (θ is the generalized azimuth) there exists closed (periodically repeated on the given azimuth) spin trajectories $\vec{n}(\theta)$ stable not less than in nearly unidirectional fields (instability is possible only in the vicinity of spin resonances) /9,10/. A spin deviated from \vec{n} precesses around \vec{n} (similar to that precessing around \vec{H} in a unidirectional field).

This fact provides extensive possibilities, by introducing specific fields, to obtain any stable direction of the particle spin on the given azimuth in a storage ring (in particular, a longitudinal one).

As regards the procedure, it is reasonable to note that the possibility to realize, by choosing the magnetic field geometry, a stable spin motion with a given direction in the required orbit point is analogous to that for the achievement of stability in orbital motion of particles in a storage ring with a complicated form of the equilibrium trajectory. For example, the introduction of a longitudinal low-value magnetic field to a storage ring (with plane closed orbits) results only in a slight deviation in the equilibrium polarization stable

direction from a vertical one (far from spin resonances). In addition, the introduction of the field rotating a spin by a unity-order angle at a single transit does not destruct the spin motion stability and results in a strong variation of the equilibrium polarization \vec{n} .

4. The well-known situation, in which polarized beams may exist is the motion in an accelerator or a storage ring with a constant (in direction) magnetic field. The natural direction of the stable polarization lies along the field transversal to the particle velocity.

Already in this case, the polarized beams substantially expand the possibilities for carrying out experiments in physics. In particular, one can determine the spin properties of final states by measuring the azimuthal distribution of the reaction products for the transversally-polarized colliding beams. It becomes also possible to carry out precise experiments /26, 27, 32, 34, 35/.

Of great interest is the problem of obtaining beams with any preassigned polarization direction. As an example, in experiments with the longitudinally-polarized (parallel to velocity) electron-positron colliding beams of the same helicity, the one-photon electro-dynamic channel is closed and therefore, all the rest of the annihilation processes, either non-one-photon or non-electrodynamic, are emphasized.

5. The first suggestions (1970) for producing the required polarization direction, in particular, longitudinal, were given in /10/ (see also Review /7/ p. 477 (p.714)). Longitudinally

polarized beams can be obtained in various ways. Consider simple examples /10/. Introduce a radial magnetic field H_x into a straight section of the storage ring. To change the spin direction in respect of velocity on the angle $\pi/2$ it is necessary to use for electrons $H_x l = 23 \text{ kgauss} \cdot \text{meter}$, where l is the length of a section with the introduced field (for protons $H_x l = 27 \text{ kgauss} \cdot \text{meter}$; the proximity of the required field values is explained by the fact that the anomalous magnetic moments of an electron and a proton have almost the same absolute value). By varying the value H_x along the section, any required polarization direction can be obtained at the collision point. To restore the polarization direction along the field and the particle velocity upon its initial direction, the condition $\int_S H_x(\theta) d\theta = 0$ should be imposed. No special problems are presented in restoration of the orbit on the section output. Such methods provide a high degree of the radiative polarization.

When rotating at the present plane by the transverse (in respect of velocity) fields, a relation exists between the velocity angle φ relative to the main orbit plane and the spin angle ψ in respect of velocity:

$$\varphi/\psi = 2/g(g-2) \equiv 1/\nu.$$

When the radial fields are used, at the point of longitudinal polarization the velocity inclination angle is $\pi/2\nu$. The amplitude of the orbit vertical distortions within the section with introduced radial fields will depend on energy. The choice of a method is determined by specific experimental conditions.

For example, the particle trajectory within the section may be of the form shown in Fig. 1a. The radial magnetic field is transverse to the figure plane and introduced to regions I, II, III. The opposite-direction longitudinal polarization is produced between regions I, II and II, III (arrows point to the polarization direction). As another example, the method suggested in /14/ can be taken (see Fig. 1b). Here longitudinal polarization is produced between regions II and III. (The opposite-direction longitudinal polarization may take place between regions I, II and III, IV). The characteristic property of this method consists in the fact that the collision of longitudinally-polarized particles occurs at the point O, which position along the vertical does not depend on energy.

At a motion along one orbit in any magnetic field electrons and positrons are polarized in opposite directions due to radiation (in particular, it is also valid at the point of longitudinal polarization, that gives equal helicities). Colliding electron-positron beams with the same polarization direction can be obtained. For this purpose it suffices to separate the polarized beams energies by a radial electric field and to invert one beam polarization direction by making it to pass adiabatically through the induced spin resonance /11/. The state of the reverse-direction polarization is dynamically as stable as "natural", and due to radiative processes it will only relax slowly to the latter.

When beams move along different trajectories, as, e.g., in storage rings DORIS (BRD) or DOI (France), the states of

beams with any relative signs of longitudinal polarizations can be stable in respect of radiative processes. Thus, at concentric trajectories (similar to those in the above storage rings) the equal helicity states take place, provided that at the collision point the trajectory inclination angles to the main orbit planes (the orbit planes are parallel) are equal (a head-on collision) $\varphi = \pi/2v$.

The state with opposite helicities takes place provided that the inclination angles, e.g., are $\pm \varphi$ (the beam collision angle is 2φ , Fig. 2)

Then, polarization of both beams proves to be longitudinal (with accuracy $\sim \varphi/\gamma$) in their centre of mass system.

Other examples of longitudinal polarization in a straight section (with the spin and orbital motion restoration) can be given by the methods utilizing (instead radial fields) combinations of longitudinal and vertical fields /15/ and those of radial and vertical fields /16/.

6. To produce longitudinal polarization a longitudinal magnetic field can be used, not distorting the equilibrium particle orbit. Consider an interesting example /10, 33/. Let two opposite straight sections be present in a storage ring. Introduce to one of them on the length l a longitudinal field H_{\parallel} rotating a spin vector by a half turn around the rate. The required field value $H_{\parallel} = 2\pi E / ge l$, where E is the particle

energy. In this case the stable equilibrium polarization \vec{n} in the opposite section is directed along (against) velocity independently of energy, and in the main part of the orbit it is transverse to a guiding field, its orientation in the orbit plane on the azimuth given being dependent on energy. The spin oriented in the main region along the field proves to be inverted via a particle revolution. This means that the fractional part of the spin precession rate around \vec{n} is always equal to half the particle revolution frequency independently of energy^{x)}. It is interesting, that in this case the spin motion is even more stable than in a usual case of a unidirected magnetic field: all spin resonances, including those with betatron harmonics, become actually impossible, since the resonance would also denote simultaneous instability of the orbital motion.

In principle, possible for electrons (positrons) methods of polarization control can also be applied to heavy particles. Due to the absence of the effect of radiative polarization these particle beams should be either injected already polarized, or somehow be polarized in the storage ring. For example, one may expect to obtain polarized proton (antiproton) beams in storage ring by using the spin dependence of the nuclear interaction of particles with polarized targets, applying electron cooling to maintain sufficiently small beam sizes.

^{x)} In storage rings with direction-variable fields the frequency of spin precession around \vec{n} is defined not only by the energy of a particle but by all structure of the field over the closed orbit [9, 10]. In the case considered the angle of spin rotation around \vec{n} during the period of the particle's revolution in the storage ring does not depend on energy ($H_y \sim E$) and is equal to π .

7. The preparation for a practical operation with polarized particles in storage rings (including those with complicated field and trajectory configurations) demanded the development of a more extensive and detailed analysis of polarization behaviour in the region of spin resonances. The complete solutions have been obtained for all the cases of single crossings of resonances at any rate which generalize the results given in /17/. A problem has been solved on the spin motion at multiple periodic and "noise" crossings of any resonances (both machine's and those induced by the external high-frequency fields) /11/.

One of the important problems where the results of studying the spin dynamics can be applied is the depolarization suppression when passing the spin resonances (due to energy change, for ex.) particularly actual for heavy particles (see, e.g. Review /18/). The compensation of dangerous harmonics of the disturbing fields or the increase of the resonance crossing rate can obviously be recommended. For example, the depolarizing influence of resonances with betatron frequencies can be eliminated by a system providing rapid crossing due to betatron frequency jumps /19/. To suppress depolarization on resonances with revolution frequency effective is a method based on not the compensation of dangerous harmonics but on their increase by introducing to the sections of additional fields to the value when the resonance crossings become adiabatic /20/.

The introduction of fields greatly disturbing the spin motion enables simultaneous suppression of the effects of re-

sonances with betatron frequencies as well. The limiting case may be the above example with the introduction into the straight section of longitudinal field rotating a spin by a half-turn (distortions in the magnetic system focusing properties, if necessary, can be compensated by the introduction of additional lenses). In this case it is of advantage to inject longitudinally polarized particles directly to the opposite section where the equilibrium polarization direction is parallel to velocity.

When accelerating up to high energies ($\gamma \gg 1$) it is easier to invert a spin in the section by transverse to the orbit magnetic fields, since the required value of these fields is approximately γ times lower than the required value of a longitudinal field. The condition of orbit restoration can simultaneously be fulfilled, too. For example, introduce the transverse fields forming an angle 120° to three successive regions I, II and III, as is shown in Fig.3 (The figure plane is transverse to velocity, magnetic field II is horizontal). In each region the spin is revolved around the field by the angle π . It can readily be seen, that the vertically-oriented spin upon its transit of these three regions proves to be inverted. In this case the particle velocity direction is restored with the accuracy up to γ^{-3} . (Without further complication of this system an accurate velocity restoration can also be provided). The resulting spatial orbit displacement can readily be compensated on the subsequent region by a unidirected field with a zero average value not distorting the direction of the spin and velocity.

Here again likewise in the method with a longitudinal field, the fractional part of the frequency of the spin precession around \vec{n} is equal to half that of the particle revolution.

Since in these cases spin resonances are impossible at any energy, in the process of acceleration the beam polarization degree will be kept constant.

The switching on of rotating fields during acceleration can be performed adiabatically with the spin and orbital motions kept stable.

The problem of keeping polarization at acceleration and deceleration may be actual for light particles as well. For example, electrons can be quickly polarized at high energy and then decelerated up to that, required for the experiment. An advantageous approach may be fast polarization in a special storage ring with a high field at a low energy, then followed by the transition of polarized particles to the main storage ring.

During dynamically slow (adiabatic) passing of a spin resonance in electron and positron storage rings the depolarizing action of quantum fluctuations should be taken into account which is maximum in the resonance region. Introducing sufficiently large coherent perturbations (additional fields in straight sections) the resonance can be shifted to such an extent that the depolarization is suppressed due to radiation fluctuations /20/.

8. On the basis of the results of the spin dynamics analy-

It is interesting to note that with the account of this effect the maximum polarization degree is achieved in a storage ring with an inhomogeneous specific-form field /2/ and equals to 95% (in a homogeneous field - 92%).

For a quantitative description of the radiative polarization kinetics at any point an investigation was carried out without limitations imposed by the closeness of spin resonances. Since polarizing processes proceed slowly, it proved necessary to take into consideration the higher-orders resonances as well. As a result, formulas were obtained determining the region of radiative polarization existence and enabling us under the conditions given to find the direction and degree of the equilibrium polarization and its damping time.

A very important practical problem has been considered on the colliding beams polarization behaviour /21/. It has been shown that the conditions of polarization stability of the colliding beams about those of the orbital motion at collision*.

9. Advantageous for the faster polarization proves to be the introduction of magnetic "snakes", i.e. regions with a strong sign-variable vertical magnetic field $H(\theta)$ /22/**. The

* A special study is necessary to do for finding optimal conditions to have good enough luminosity and good enough equilibrium degree of radiative polarization simultaneously. By preliminary estimates, these requirements can be satisfied. They can be relaxed additionally if one uses many bunches regime in two-ring colliding beams facility.

** A similar method was independently suggested by A.Hutton in his work "Control of the low energy characteristics of the ISR electron ring using wiggler magnets" (Part. Accel. v.7, No 3, 1976). Note that, in our opinion, the basic formula for relaxation time of polarization used in this work is not quite correct and, therefore, the quantitative results are wrong.

minimal number of field oscillations is determined by the admissible amplitude of spatial orbit pulsations in the section. According to [2, 5-7], the inverse polarization time is

$$\tau_p^{-1} = A \gamma^2 \int |H|^3 d\theta \quad (4)$$

where A is the constant parameter. From this it is seen that by increasing the field on a relatively small length, the polarization time can significantly be decreased. In this case the equilibrium polarization degree is equal to

$$\zeta = \frac{8}{5\sqrt{3}} \int H^3 d\theta / \int |H|^3 d\theta.$$

It is evident that by introducing a "snake", a high polarization degree can be provided without orbit distortions on the main sections. For this purpose the condition

$$\int_S |H|^3 d\theta - \left| \int_S H^3 d\theta \right| \ll \int_S |H|^3 d\theta$$

should be fulfilled, providing that various-sign fields are greatly different in their value. At the same time the conditions $\int_S H d\theta = 0$ ^{and $\int_S \partial H d\theta = 0$} can be fulfilled, too. It is reasonable that by this method the sign of equilibrium polarization can also be changed by varying the field signs in a "snake". In particular, one may reversibly change the particle helicity in the region of longitudinal polarization. Of particular advantage for independent control of the colliding beams polarization is the two-rings case.

II. Methods of Polarization Measurements

1. Polarization of electrons and positrons which results from their prolonged motion in a magnetic field can be measured by various methods. The processes useful for measuring the transverse polarization of high energy particles in a storage ring were proposed and considered in /7, 23-25/.

At energies of the order 1 GeV polarization of one beam can be measured by the dependence of elastic scattering of the particles in a bunch on their polarization. Due to energy exchange $\pm \Delta E$ in scattering, the particles leave a beam and can somehow be detected. This method becomes low-efficient for higher energies since, owing to a growth in the particle transverse momenta, both the cross-section of the process and the polarization contribution decrease.

The cross-section of Compton scattering of circularly polarized photons is also dependent on the electron polarization. The asymmetry of secondary γ -quanta with energy $\sim \gamma^2 \hbar \omega_{ph}$ is maximum for the energy $\hbar \omega_{ph} \approx mc^2 / \gamma$. For electron energies in the order of several GeV the maximum asymmetry can be achieved using the ultraviolet (500-100 Å) part in the synchrotron radiation spectrum of an electron beam characterized by a considerable degree of the different sign circular polarization above and below the equilibrium orbit plane. The following scheme for an experiment can be suggested.

The beam is "prepared" as two consequent bunches so that the "light" of the first one is reflected and focused by a

spherical mirror at a distance of its radius equal to half the distance between the bunches. The detection of recoil electrons deflected by a guiding magnetic field in coincidence with a secondary γ -quantum makes it possible to choose the required part of the spectrum. The reflection of either of the upper or lower part of the synchrotron radiation (with respect to the electron orbit plane) allows easy alternation of an asymmetry sign. For the number of electrons 10^{10} in each bunch the number of "useful" events is about 10^3 per second. The same counting rate may be achieved using a continuously operating laser with several Wt in power. Lasers are efficient for electron energies of the order 10 GeV where the asymmetry is maximum in the optical part of the spectrum. The main disadvantage of the Compton scattering application for polarization measurements apparently consists in the necessity of sharp focussing of photons and precise adjustment of the electron orbit.

Another method of polarization measurements exists, free of this disadvantage, which uses scattering by a jet of atomic polarized hydrogen. For the already achieved densities of polarized hydrogen ($\rho \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $\xi = 1$) at $E = 1 \text{ GeV}$ and jet diameter 0.5 cm the number of events per second is numerically equal to the electron beam current in mA. The azimuthal anisotropy for the transverse polarization of electrons is $\pm 10\%$. In the case of longitudinal polarization the counting rate of useful events varies by a factor of 8 for parallel and antiparallel orientation of the electron spins in the beam and in the target. The possibility of simultaneous scattering of electrons and positrons as

well as weak dependence of the scattering cross-section on the particle energy ($\sigma \sim \gamma^{-1}$) make the polarized gas target application to be a convenient means for measuring the polarization of both one beam and colliding beams.

The product of the polarization degrees of colliding beams can directly be measured in the experiments on high energy particles interactions. The cross-sections of two-particle reactions depend on the mutual orientation of electron and positron spins [7]. The cross-section of the μ -meson pair creation is strongly polarization dependent:

$$\sigma_{\mu\mu}(\theta = \frac{\pi}{2}, \varphi = \frac{\pi}{2}) = 0, \quad \sigma_{\mu\mu}(\theta = \frac{\pi}{2}, \varphi = 0) = 2\sigma_{\mu\mu}^0.$$

The reactions in which pseudoscalar mesons are produced are less convenient for polarization measurements, since their cross-sections are as a rule smaller than $\sigma_{\mu\mu}$. However, in the region of resonances where the corresponding cross-section greatly increases, the observation of the azimuthal anisotropy of final particles appears a convenient method for measuring the transverse polarization. The longitudinal polarization of colliding beams can easily be observed from the elastic scattering of electrons on positrons. The cross-section of this process at $\theta = \frac{\pi}{2}$ varies by a factor of 8 for parallel and antiparallel particle spins.

2. When operating with polarized beams, it is advisable to be able to depolarize a beam. For this purpose one can use a "machine" resonance of sufficient power. In many cases, however, it is not of advantage since either beam energy or fre-

quency of betatron oscillations should be changed. More promising method is provided by using the external high-frequency electromagnetic field resonant with the spin precession frequency.

Such excitation should not result in variations of the beam sizes; so the RF-field frequency should not coincide with one of the combinations of orbital oscillation frequencies. That is why for the transverse in the point of the excited electron polarization it is more safely to switch on the longitudinal magnetic field. At higher energies, however, when $\nu \gg 1$, the transverse H_x - field is more convenient for beam depolarization since the required longitudinal fields are considerably larger for the same depolarization time:

$$| \int H_y d\theta / \int H_x d\theta | \approx \nu$$

The application of a running wave with $|H_{yd}| = |E_z|$ provides additional possibilities in two-beam experiments. In the absence of reflection each of the colliding beams can be depolarized separately by choosing the direction of wave propagation. In addition, it seems possible to depolarize selectively bunches of one beam if short-time pulses in phase with the revolution frequency are used. This method will allow experiments with the colliding beams containing simultaneously polarized and unpolarized particles, other parameters being equal.

III. Experiments with Polarized Beams

1. Experiments on measuring the electron polarization were started in Novosibirsk in 1970 with a storage ring VEPP-2 /7/. The first result gave evidence for radiative polarization. However, because of the reconstruction of the VEPP-2 complex the experiments were stopped and continued in 1974-1975 using a new storage ring VEPP-2M /26-27/. Measurements of the transverse polarization degree were performed by detecting elastic scattering of the particles in a bunch. Two systems of scintillation counters have been used in VEPP-2M, one detected electrons with an energy transfer $\Delta E/E \geq 20\%$, while the second-electrons and positrons with $\Delta E/E \approx 5\%$. When the beam was quickly depolarized using the noise-modulated high frequency longitudinal magnetic field (resonant with the spin precession frequency) a jump in the counting rate \dot{n} of such events was observed (Fig.4). The dependence of this jump value $\Delta = (\dot{n}_0 - \dot{n}_p) / \dot{n}_0$ on the time passed from the beginning of a polarization cycle until switching the depolarizing RF-field allowed determination of the limiting polarization degree $\zeta = 0.90 \pm 0.15$ and the time of radiative polarization $\tau_p = 68 \pm 10$ min at the energy 625 MeV.

2. Good agreement of the measured quantities with those calculated provided evidence for a small value of the depolarizing factors at the experiment energy ($E = 625$ MeV) that was just expected after numerical estimations of the depolarization time. In the estimation a model was used in which the perturbation in the form of a skew quadrupole was introduced

into the ideal structure of a storage ring (the quadrupole strength was obtained by measuring the coupling of vertical and radial particle oscillations). The results of the numerical calculations of "machine" depolarizing resonances whose power is characterized by the ratio of polarization and depolarization and depolarization times τ_p/τ_d are given in Fig.6. In VEPP-2M the radiative polarization is possible in the energy range above 490 MeV excluding narrow resonance bands which can easily be "shifted" by choosing the operation frequencies of betatron oscillations ν_x , ν_z . The calculations also showed that resonances can be passed without polarization destruction, that was later examined experimentally. At the rate of energy variation 10 MeV/sec no pronounced decrease in the beam polarization degree has been observed upon passing the resonances with betatron oscillations of both the first and the second orders.

The linear resonance $\nu = \nu_z - 2$ has been studied in more detail. Fig. 7 shows the behaviour of the counting rate of elastic scattering events in a polarized beam near this resonance. At the frequency of vertical betatron oscillations $\nu_z = 3.152$ (exact resonance at $\nu_z = 3.1565$) polarization is maintained for a long time. Switching of noise pulsations of the guiding magnetic field $\Delta H/H \approx 2 \cdot 10^{-3}$ (resulting in the modulation of the spin precession frequency of the same order) at $\nu_z = 3.152$ did not change the polarization degree, while at $\nu_z = 3.156$ for $t = 400$ sec resulted in complete beam depolarization confirmed by the absence of variations in the

counting rate when a depolarizing RF-field was switched on for control.

The calculation for a resonance $\nu = 1$ (the frequency of anomalous spin precession equals to the revolution frequency at $E = 440.65$ MeV) showed that at a given rate of the energy variation a resonance cannot be passed without complete depolarization unless special care is taken. To confirm this postulation several experiments were performed, in which the polarization degree was measured upon decreasing the polarized beam energy to the region of an integer resonance and returning it to the initial value with the same rate. Up to 448 MeV the polarization was maintained, at 443 MeV and below complete depolarization occurred.

The depolarizing action of the quantum fluctuations of radiation while passing an integer resonance can be prevented increasing the perturbation resonance harmonic by introducing the constant field into a straight section /20/. To verify experimentally the possibilities of passing an integer resonance without beam depolarization, a solenoid with a longitudinal magnetic field was placed in one of the VEPP-2M straight sections $\bar{H}_y/\bar{H} = 0.03$. The calculation shows that this field value is sufficient for secure passing of the resonance with the energy variation rate 10 MeV/sec. In this case the central resonance is being passed dynamically slowly, while the first of the possible side resonances associated with phase oscillations - rapidly.

This experiment was performed in the following way. To a

bunch of the polarized at $E = 625$ MeV positrons an unpolarized bunch of equal current was added shifted in phase on $\frac{\pi}{4}$. The comparison of the counting rates of elastic scattering in each bunch provides a continuous and fast measurement of the polarization degree. At an energy 510 MeV by varying in turn ν_z and ν_x the betatron resonances $\nu = \nu_z - 2$ and $\nu = \nu_x - 2$ were "removed", then a longitudinal field was switched on, and when the particle energy was decreased to 400 MeV this field was switched off. A subsequent measurement showed polarization conservation. In a control cycle, repeating all the procedures except the introduction of the longitudinal magnetic field, complete disappearance of the positron polarization was observed. Thus, a possibility has been shown experimentally to pass integer resonances without beam depolarization.

3. As mentioned above, the condition for the colliding beams polarization conservation is close to that for the orbit stability at collision. Polarization of the colliding beams was measured by a system of counters simultaneously detecting electrons and positrons lost from the beams due to elastic scattering inside the bunches. It was shown that up to the currents 10×10 mA at $E = 650$ MeV radiative polarization occurred in a usual way. Polarization did not vanish after decreasing energy to 510 MeV where it was maintained for a long time. The maximum luminosity of polarized colliding beams was achieved in the ϕ -meson region $2 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ /26/. Two experiments using polarized colliding beams were performed by studying the azimuthal anisotropy of created particles. At

the energy 2.650 MeV the anisotropy in production of muon pairs was observed which supported polarization of the colliding beams. The investigation of anisotropy in charged kaons production was carried out at the ϕ -meson energy after e^+ and e^- beam polarization at 650 MeV for the time $t = 2\tau_p$ (Fig. 8). The measured value of the product of polarization degrees was $\sum_+ \sum_- = 0.63 \pm 0.14$.

4. Radiative polarization was also studied on other electron-positron storage rings. In 1971 the positron beam polarization was measured on ACO (France) using the inside-bunch scattering. For depolarization passing of an integer machine resonance at 440 MeV was used. It was shown that positron polarization was maintained (in good operation points) in the presence of an electron beam up to the currents close to the limiting ones (by beam-beam effects), and the action of some machine depolarizing resonances was demonstrated /28/.

In 1975 polarization measurements were performed on the storage ring SPEAR. At first the polarization of one electron beam was observed according to the inside-bunch scattering and depolarization at an integer resonance /29/. Then the polarization of colliding beams was demonstrated by measuring the anisotropy of muon pair creation at an energy 3.7 GeV /30/.

The experience gained on these three storage rings shows that radiative polarization can be obtained over the wide range of experimental conditions, and the luminosity of polarized colliding beams is already sufficient to perform various high-

A good example of such an experiment was that carried out by the SPEAR group on the determination of the primary jet spins in multihadronic events /31/. It was shown that polarization greatly facilitated such experiments.

5. On VEPP-2M the radiative polarization was used for another type of experiments. The detection of a jump in the variation of the counting rate of elastic scattering events inside a bunch at a definite frequency of the depolarizing field also measures the average spin precession frequency Ω . The measuring of value of $\Omega = \gamma \frac{M'}{M_0} \omega_s$ allows determination of the energy for a relativistic electron, since $\frac{M'}{M_0} = \frac{g-2}{2}$ is known with high accuracy from the $g-2$ experiments.

Energy spread in the beam to a first approximation does not restrict this method accuracy /32/. The particle energy deviation by $\Delta\gamma$ from the average value γ_0 in the presence of the accelerating RF-field results in synchrotron oscillations of frequency $\omega_y \ll \Omega$, which modulate the spin precession frequency. The averaged over phase oscillations spectrum of spin motion has a central line and side band frequencies at a distance $n\omega_y$. The phase modulation parameters are usually chosen so that the depolarization time τ_d is much lower at the central frequency as compared with the side band ones. The width of the spectrum central line is determined by the difference between the particle energy γ_0 averaged over phase oscillations and the equilibrium one γ_s associated, e.g., with quadratic nonlinearity of the storage ring. When compensating this and other non-linearities, the spin frequencies spread

can be minimized to the value determined by the squared energy spread, that enables determination of the average absolute energy of particles with a limiting accuracy given by the known value of the electron anomalous magnetic moment. In practice, however, this accuracy is restricted by slow irregular pulsations of the storage ring magnetic field "smearing" the average precession frequency. At present the system stabilizing the magnetic field of VEPP-2M provides one measurement accuracy $\pm 2 \times 10^{-5}$.

The first application of this method of energy calibration consisted in the ϕ -meson mass measurement /27/. Before the experiment an absolute calibration of the storage ring energy scale was performed using resonance depolarization.

Each measurement cycle was started and ended with a control calibration of the beam energy at $E = 509.6$ MeV. Three cycles measuring the ϕ -meson excitation curve were performed over the energy range 1014-1026 MeV. The luminosity integral was $\mathcal{L} = 4 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}$.

In the experiment the decay mode $\phi \rightarrow K_L^+ K_S$ was detected by 2 charged pions produced in the decay $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$. The experimental data and optimized curve are shown in Fig. 9. The corresponding value of the ϕ -meson mass 1019.48 ± 0.13 MeV with the data of other experiments is shown in Fig. 10; the accuracy was 2 times better than the world-average. The same method of beam energy calibration was used to measure the sum of K^+ and K^- masses /34/. In this experiment positrons were polarized at 650 MeV, then the energy was decreased to 509 MeV

and at constant parameters the beam was kept for an hour (for complete stabilization of all thermal regimes). Then the depolarizer RF-field of small height was switched on, its frequency was slowly changed, and by the jump in the counting rate of positrons scattered inside a bunch the spin precession frequency was determined, and respectively, the absolute positron energy was obtained with an accuracy of the order 2×10^{-5} . After the injection of an electron bunch a nuclear-emulsion chamber was exposed. The resulting accuracy of the K^+K^- mass determination was about 80 KeV (2 times better than the world-average). The decay mode $\phi \rightarrow K^+K^-$ was detected in the nuclear emulsion precalibrated by monochromatic protons which enabled determination of the kaon kinetic energy with an accuracy 40 KeV.

The identity of the particle and antiparticle properties was checked with high accuracy by the comparison of the anomalous magnetic moments of electrons and positrons and simultaneous measurement of their precession frequencies (both particles being moved along the same equilibrium orbit in the storage ring magnetic field) /35/.

The experiment was carried out at $E = 625$ MeV at the same time using electron and positron beams. After the doubled period of the polarization time a small height depolarizer field was switched on and its frequency was slowly varied. The jump in the counting rate of the scattered e^+ and e^- (inside the bunch) gave their precession frequencies. The comparison of these frequencies provides that of the electron and positron anomalous magnetic moments. These moments were shown to be equal

an accuracy not worse than $1 \cdot 10^{-5}$, two orders better than the accuracy of other experiments on measuring the anomalous magnetic moment of a positron.

To demonstrate an actual resolution of the method, the electron and positron energies were slightly separated by a radial electric field. From the measurements it can easily be seen that the precession frequencies were also separated by an expected value.

In conclusion, it can be said that the extent field of applications known, designing new storage rings, to take into account the necessity to have good conditions for the generation, control and using of radiative polarization.

Acknowledgements:

The authors are very pleased to thank V.A.Sidorov, L.M. Barkov, L.M.Kurdadze, A.D.Bukin, M.S.Zolotorev, V.P.Smakhtin, I.A.Koop, N.I.Krupin, E.P.Solodov, I.B.Wasserman, S.I.Mishnev for their participation in experiments and G.I.Budker, S.T. Belyaev, V.N.Baier for constant attention and usefull discussions.

References

1. A.A.Sokolov, I.M.Ternov, Dokl. Akad. Nauk SSSR 153, 1052 (1963) /Sov. Phys.-Dokl. 8, 1203 (1964)/.
2. Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko, Zh.Eksp.Teor.Fiz. 64, 1918 (1973) /Sov.Phys. JETP 37, 968 (1973)/.
3. V.L.Lyuboshitz, Yad.Fiz. 4, 269 (1966) /Sov.J.Nucl.Phys. 4, 195 (1967)/.
4. V.N.Baier, V.M.Katkov, Yad.Fiz. 3, 81 (1966) /Sov.J.Nucl. Phys. 3, 57 (1966)/.
5. V.N.Baier, V.M.Katkov, Zh.Eksp.Teor.Fiz. 52, 1422 (1967) /Sov.Phys.-JETP 25, 944 (1967)/.
6. V.N.Baier, V.M.Katkov, V.M.Strakhovenko, Zh.Eksp.Teor.Fiz. 58, 1695 (1970) /Sov.Phys.-JETP 31, 908 (1970)/.
7. V.N.Baier, Usp.Fiz.Nauk, 105, 441 (1971) /Sov.Phys.-Uspekhi 14, 695 (1972)/.
8. V.N.Baier, Yu.F.Orlov, Dokl.Akad.Nauk SSSR 165, 783 (1965) /Sov.Phys.Dokl. 10, 1145 (1966)/.
9. Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko, A.N.Skrinsky, Dokl.Akad. Nauk SSSR 192, 1255 (1970) /Sov.Phys.Dokl. 15, 583 (1970)/.
10. Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko, A.N.Skrinsky, Preprint IYaF SO AN SSSR 2-70, Novosibirsk (1970).
11. Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko, A.N.Skrinsky, Zh.Eksp.Teor. Fiz. 60, 1216 (1971) /Sov. Phys. JETP 33, 658 (1971)/.
12. Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko, Zh.Eksp.Teor.Fiz. 62, 430 (1972) /Sov.Phys. JETP 35, 1230 (1972)/.
13. Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko, Dokl.Akad.Nauk SSSR 217, 311 (1974).
14. R.Schwitters, B.Richter SPEAR-175, PEP-Note 87 (1974).
15. N.Christ, F.J.M.Parley, H.G.Gereward, Nucl.Instr. and Meth. 115, 227 (1974).

16. B.W.Montague, CERN/ISR - LTD/76-2 (1976).
17. M.Froissart, R.Stora. Nucl.Instr. and Meth. 7, 297 (1960).
18. Ya.A.Pliss, L.M.Soroko, Usp.Fiz.Nauk, 107, 281 (1972).
19. D.Cohen. Rev. Sci. Instr. 33, 161 (1962).
20. Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko, Dokl.Akad. Nauk SSSR, 223, 830 (1975).
21. A.M.Kondratenko. Zh.Eksp.Teor.Fiz. 66, 1211 (1974) /Sov. Phys. JETP 39, 592 (1974)/.
22. Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko, A.N.Skrinsky, Preprint IYaF SO AN SSSR 76-62, Novosibirsk (1976).
23. V.N.Baier, V.A.Khoze. Atomn.Energ. 25, 440 (1968).
24. V.N.Baier, V.A.Khoze, Yad.Fiz. 9, 409 (1969) /Sov.J.Nucl. Phys. 9, 238 (1969)/.
25. V.N.Baier, V.S.Fadin, Dokl.Akad. Nauk SSSR, 161, 74 (1965) /Sov.Phys.Dokl. 10, 204 (1965)/.
26. L.M.Kurdadze, S.I.Serednyakov, V.A.Sidorov, A.N.Skrinsky, G.M.Tumaikin, Yu.M.Shatunov. Preprint IYaF SO AN SSSR 75-66, Novosibirsk (1975). Proceedings of the Vth International Conference on High-Energy Physics. Warsaw (1975).
27. A.D.Bukin, Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko, L.M.Kurdadze, S.I.Serednyakov, A.N.Skrinsky, G.M.Tumaikin, Yu.M.Shatunov. Preprint IYaF SO AN SSSR 75-64 Novosibirsk (1975). Proceedings of the Vth International Conference on High-Energy Physics. Warsaw (1975).
28. J.Le Duff, P.C.Marin, I.L.Masnou, M.Sommer, Preprint Orsay (France) 4-73 (1973). Proceedings of the III-rd National Conference on Charged Particle Accelerators. Moscow, 1972.
29. U.Camerini, D.Cline, J.Learned, A.K.Mann, L.K.Resvanis. Phys. Rev. D. 12, 1885 (1975).
30. J.G.Learned, L.K.Resvanis, C.M.Spencer. Phys.Rev.Lett. 35, 1668 (1975).

31. G.Hanson et al. Phys.Rev. Lett. 35, 1609 (1975).
32. Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko, S.I.Serednyakov, A.N.Skrinsky, G.M.Tumaikin, Yu.M.Shatunov, Preprint IYaF SO AN SSSR 76-64 Novosibirsk (1976).
33. Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko. Preprint IYaF SO AN SSSR 76-84, Novosibirsk (1976); Proceedings of the V National Conference on Charged Particle Accelerators, Dubna, USSR, 1976.
34. V.A.Sidorov, Proceedings of the XVIII International Conference on High Energy Physics. Tbilisi, B 15, 1976.
35. S.I.Serednyakov, V.A.Sidorov, A.N.Skrinsky, G.M.Tumaikin, Yu.M.Shatunov, Preprint IYaF SO AN SSSR 76-61, Novosibirsk (1976); Phys.Lett. 66B, 102 (1977).

33

Captions to Figures

- Fig. 1a. Production of longitudinal polarization.
Variant 1.
- Fig. 1b. Production of longitudinal polarization.
Variant 2.
- Fig. 2. Production of longitudinal polarized colliding beams of opposite helicity.
- Fig. 3. The scheme of spin flip by 180° in a straight section around the radial direction with particle velocity restoration.
- Fig. 4. The counting rate of elastic scattering events in a bunch versus the depolarizer frequency.
- Fig. 5. The jump in the counting rate during depolarization versus time from the beginning of a polarization cycle.
- Fig. 6. Calculation of depolarizing resonances.
- Fig. 7. Depolarization at the resonance $\nu = \nu_2 - 2$
- Fig. 8. Azimuthal anisotropy of K^\pm -mesons produced with polarized beams.
- Fig. 9. Excitation curve of the ϕ -meson.
- Fig. 10. World values of the ϕ -meson mass.

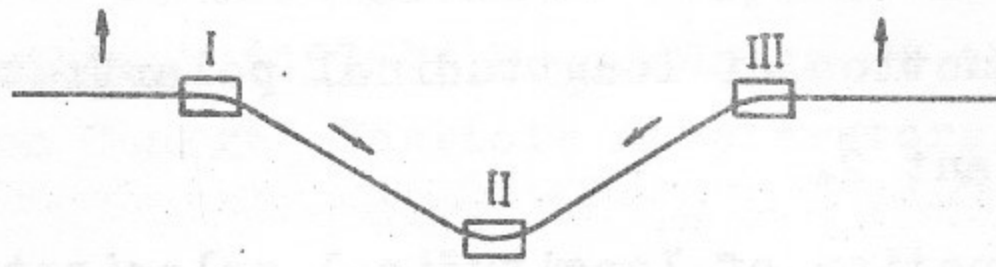


Fig. 1a

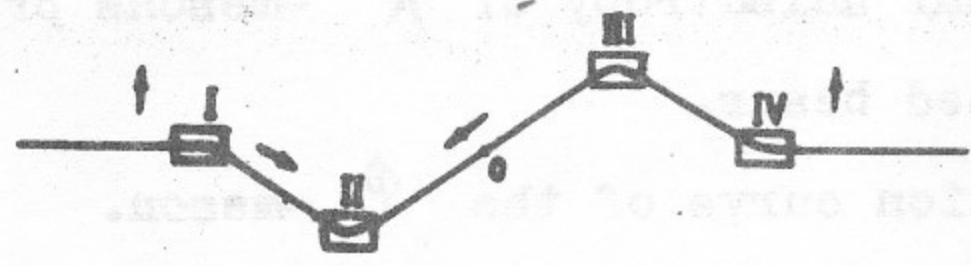


Fig. 1b

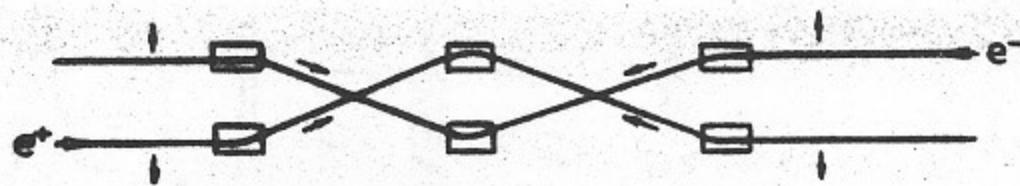


Fig. 2

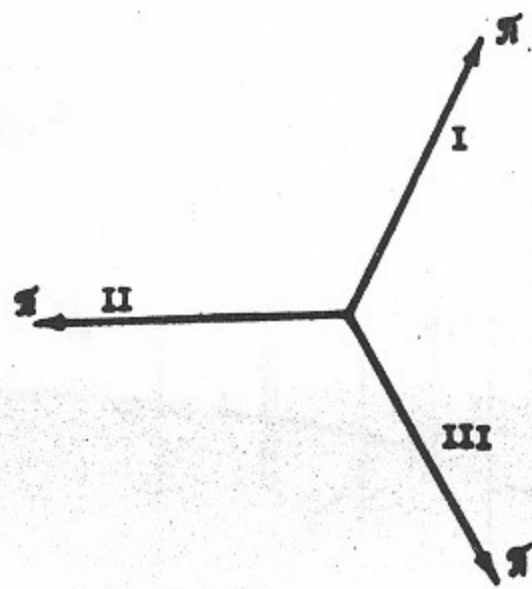


Fig. 3

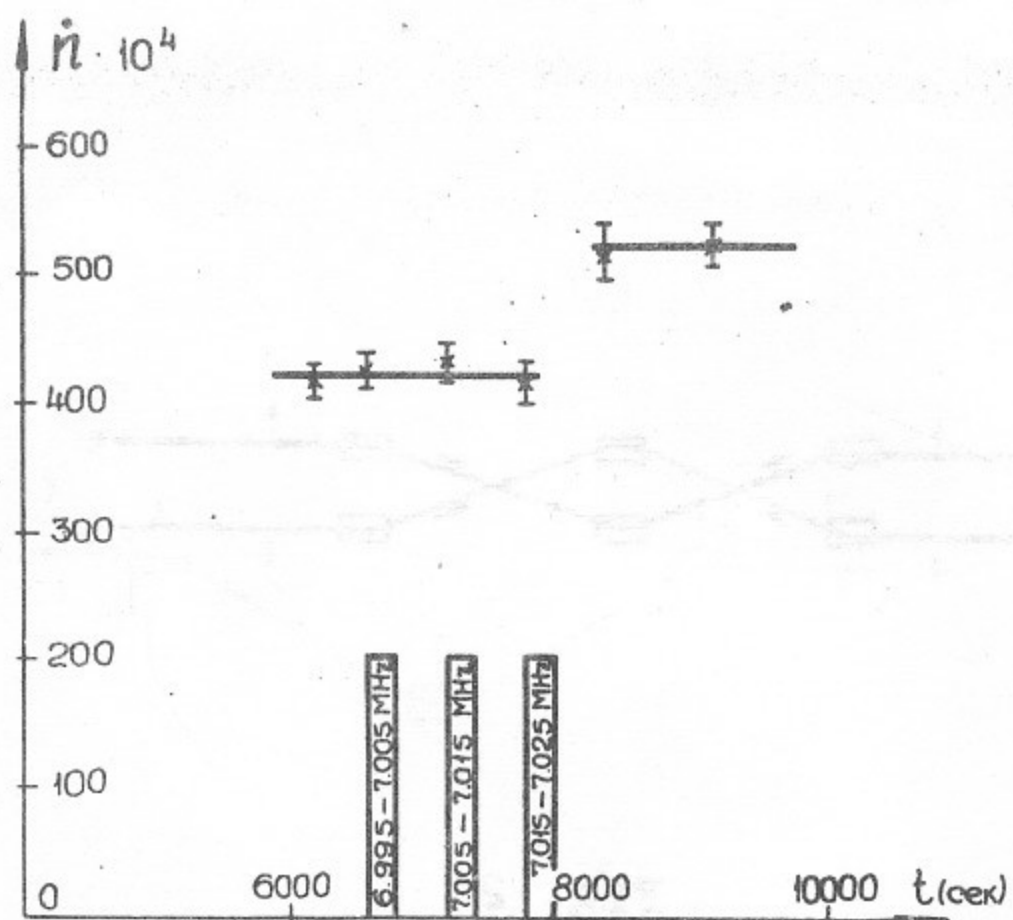


Fig. 4

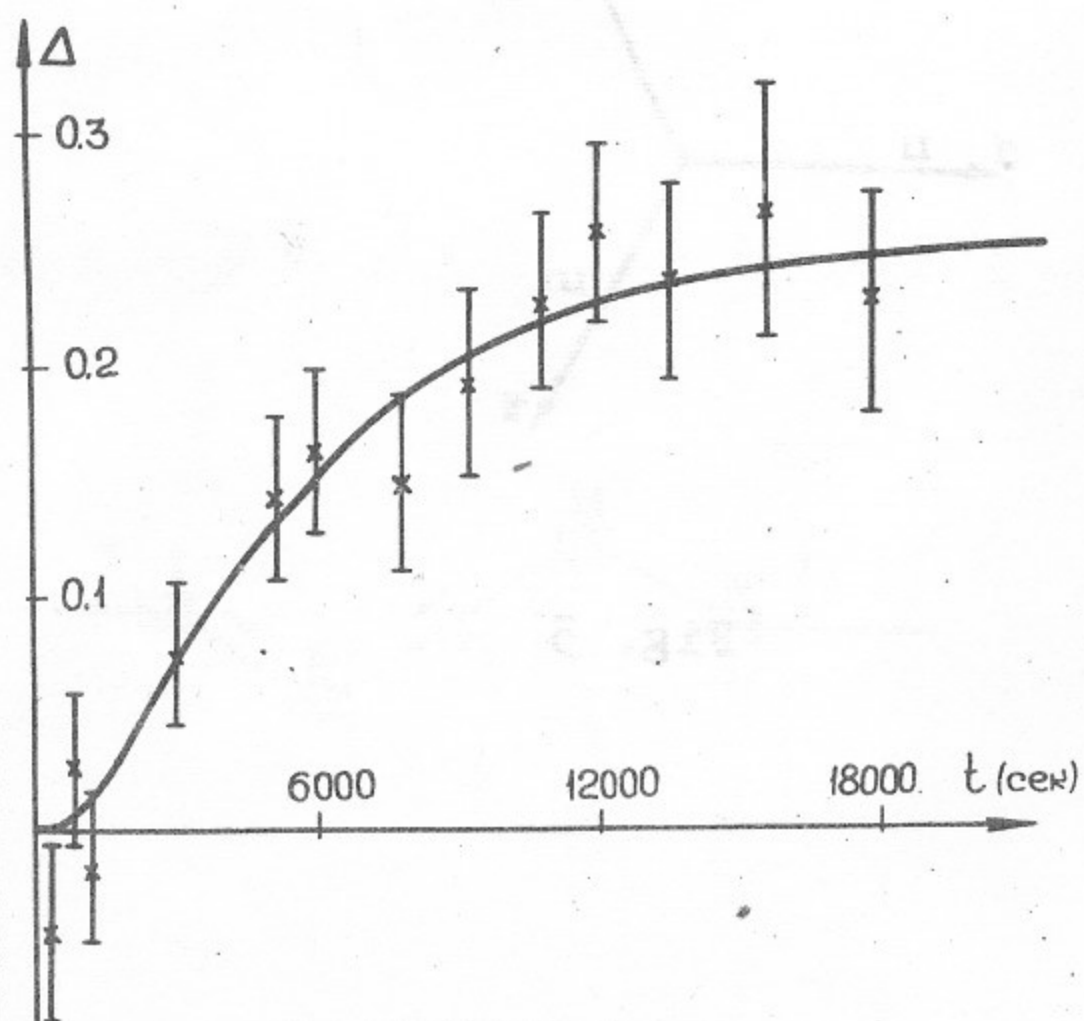


Fig. 5

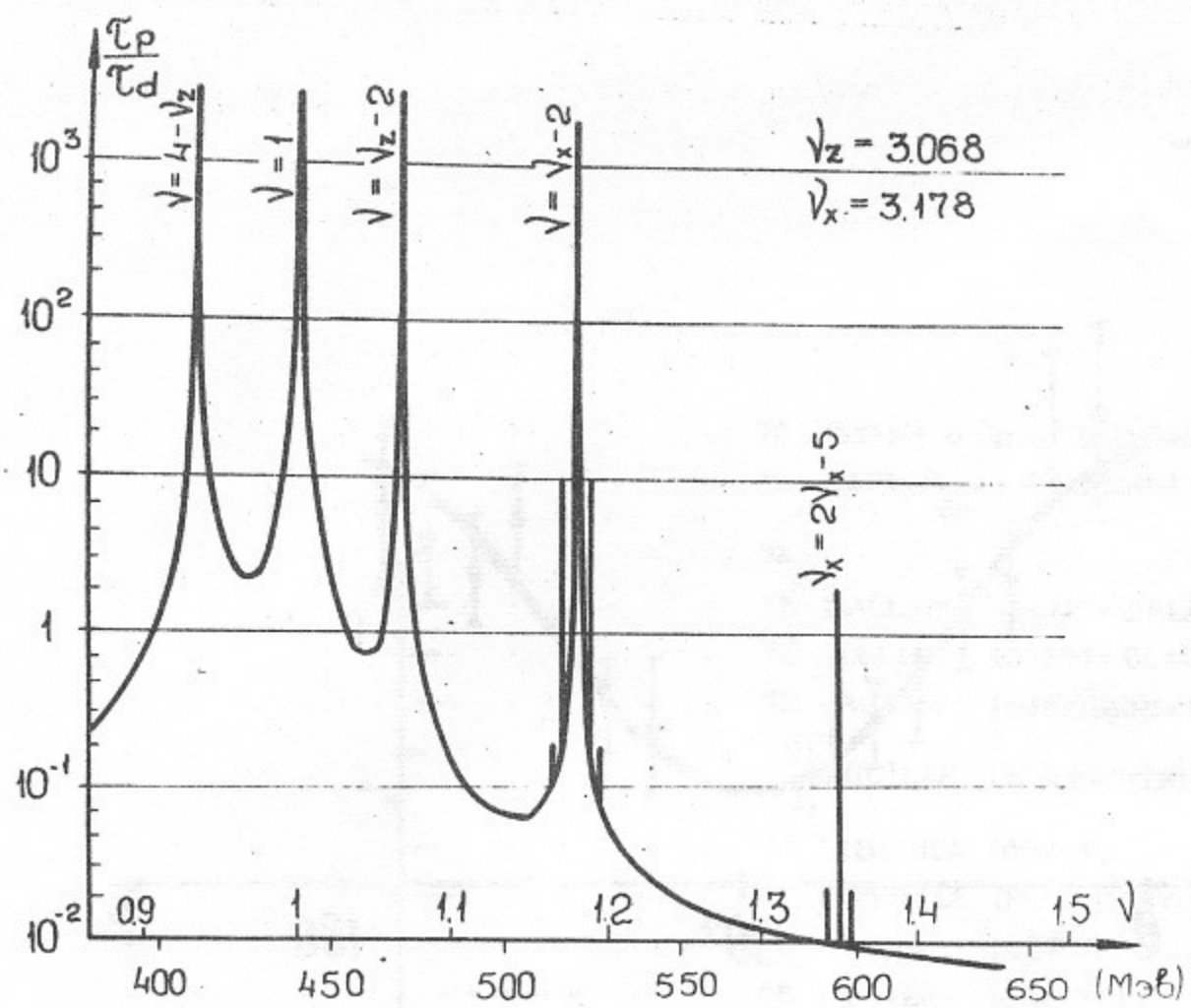


Fig. 6

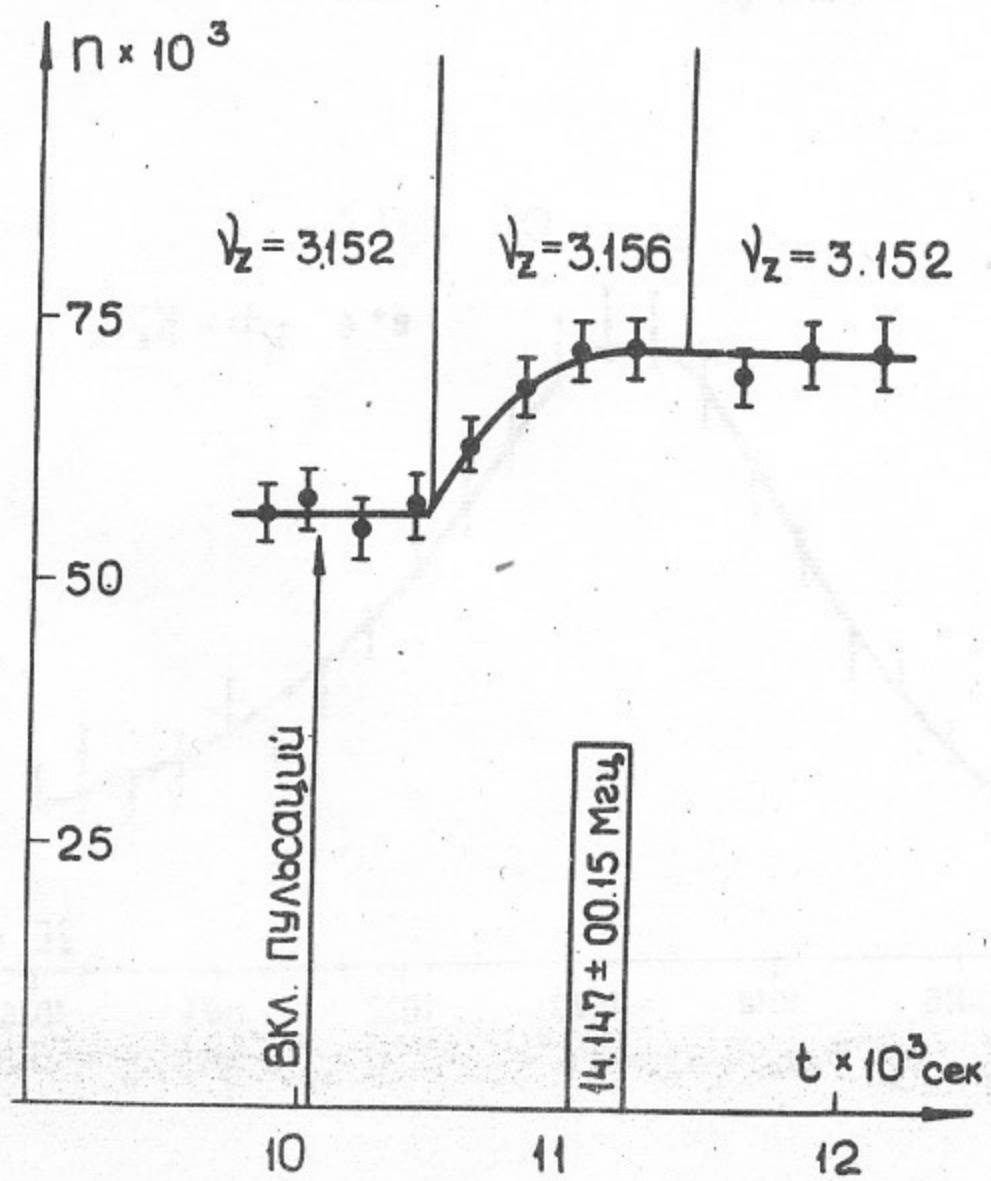


Fig. 7

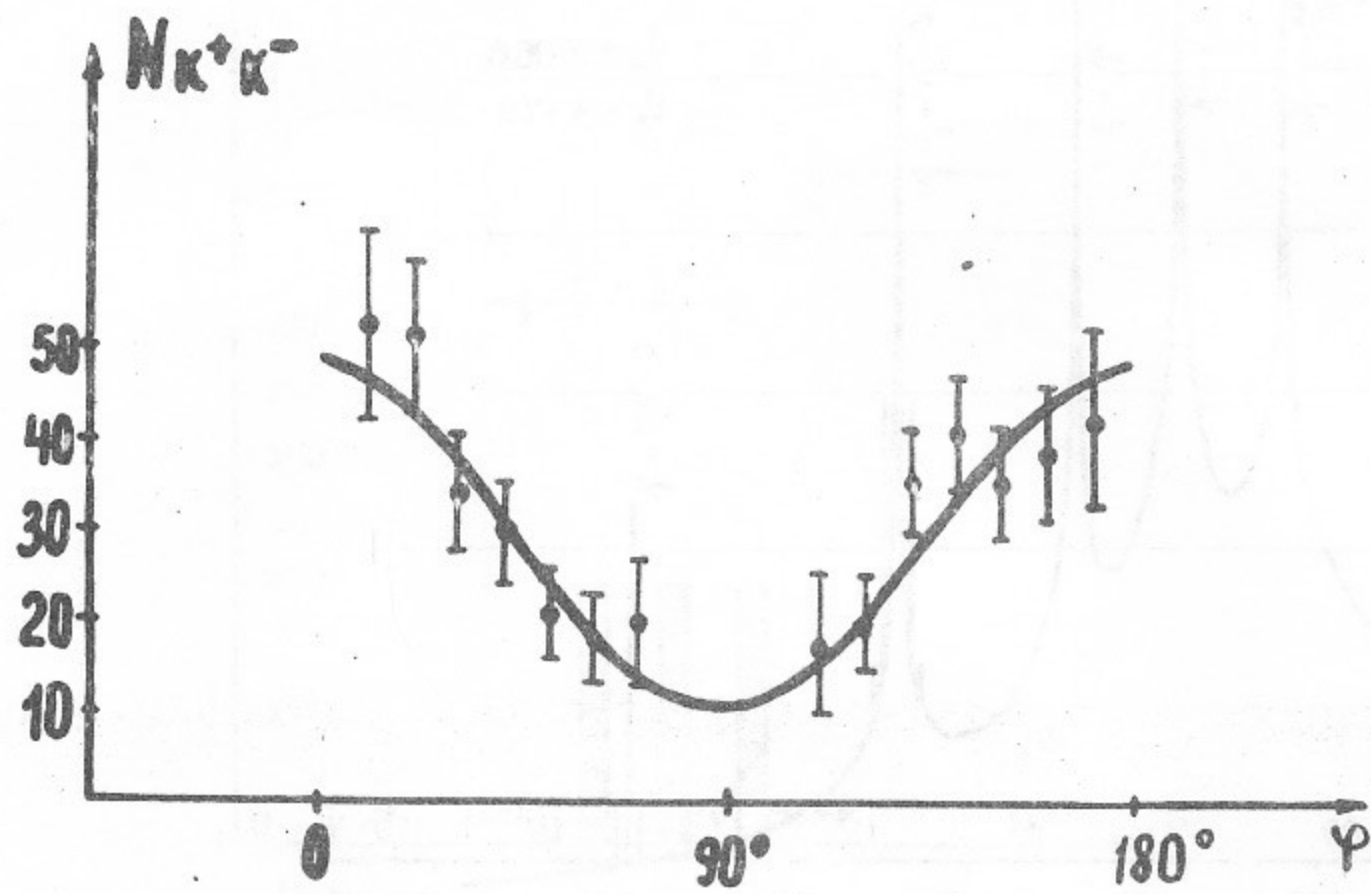


Fig. 8

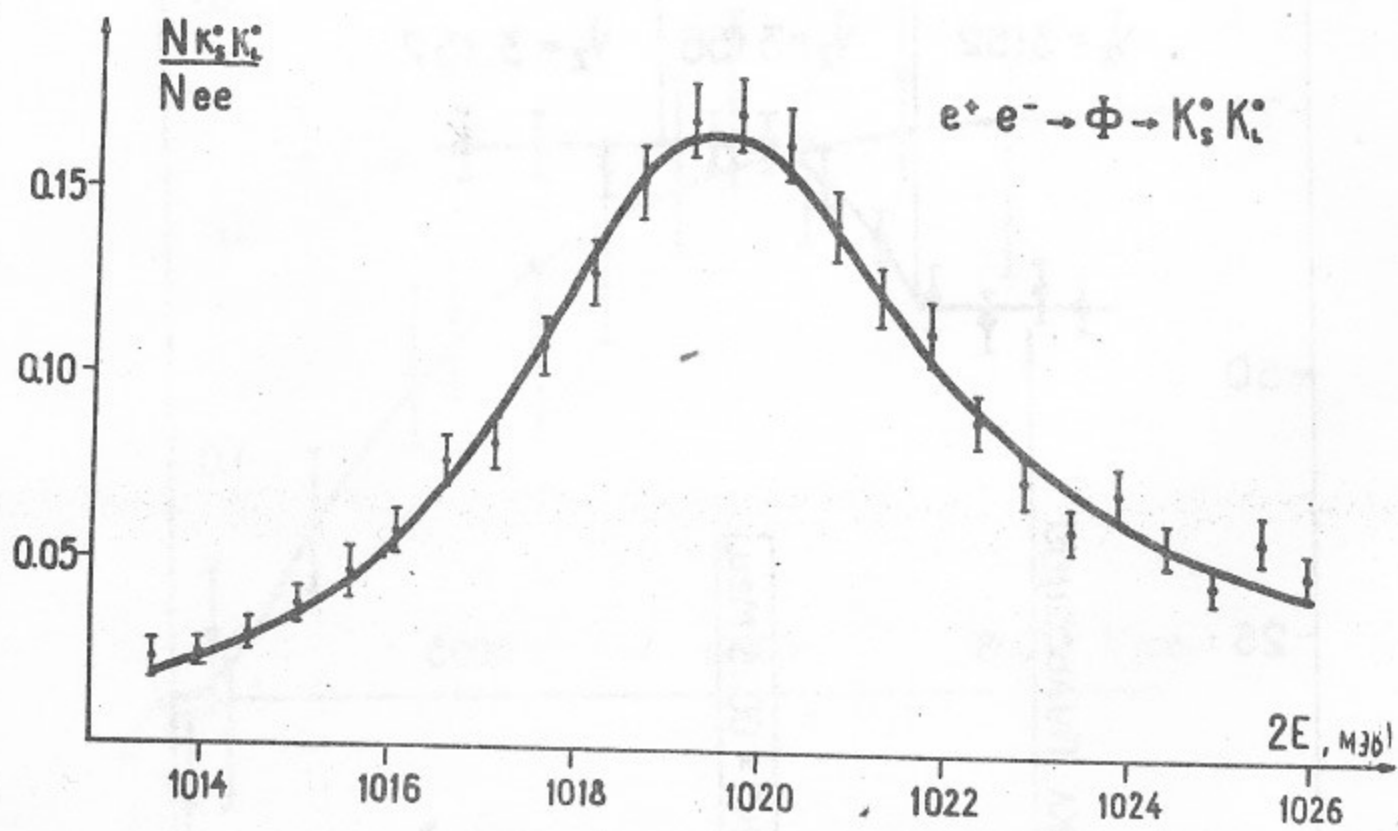


Fig. 9

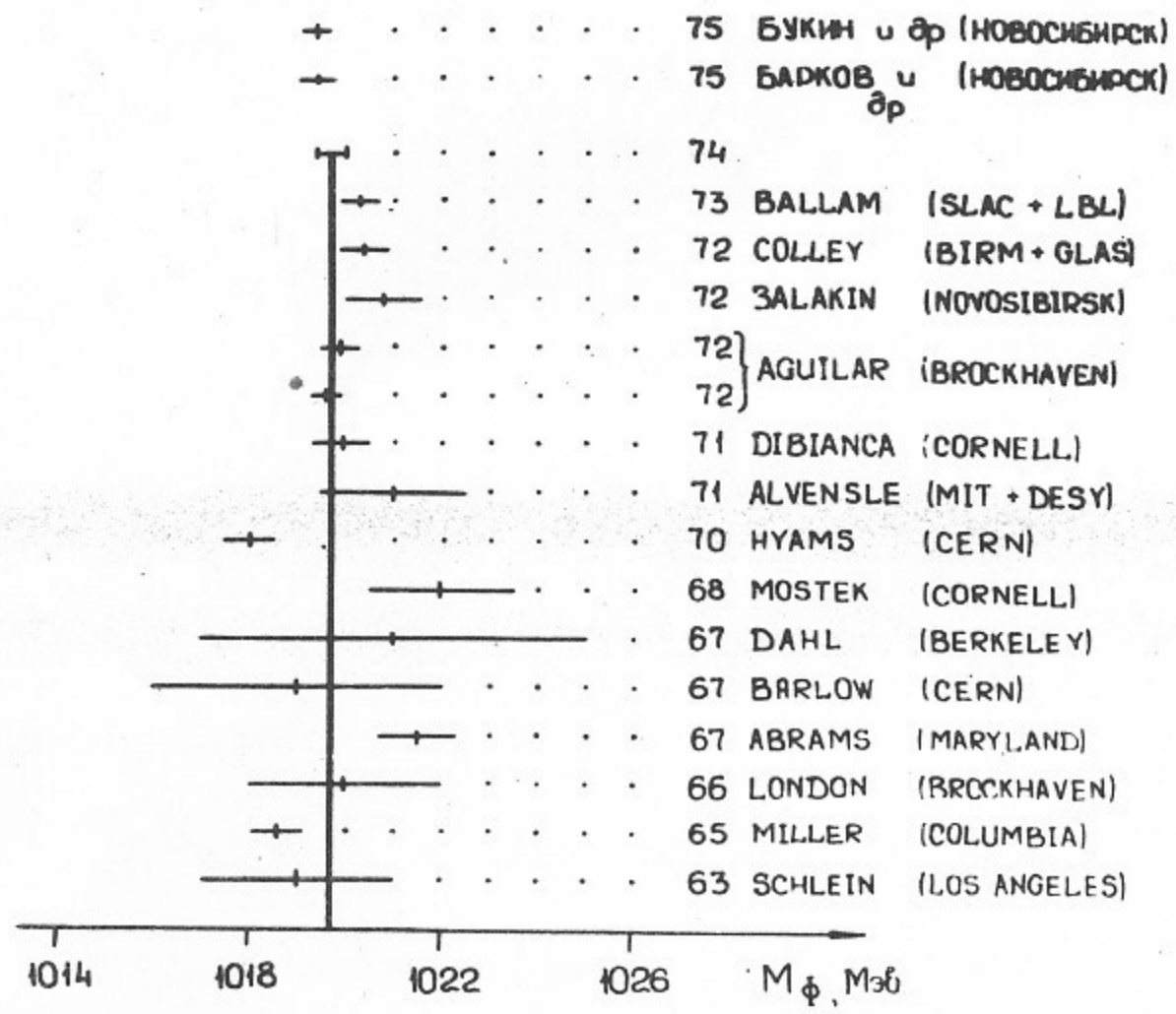


Fig. 10

Работа поступила - I октября 1976 г.

Ответственный за выпуск - С.Г. ПОПОВ

Подписано к печати 22.XI-1976 г. МН 03046

Усл. 2,0 печ.л., I,6 учетно-изд.л.

Тираж 250 экз. Бесплатно

Заказ № II2.

Отпечатано на ротационной ИЯФ СО АН СССР