

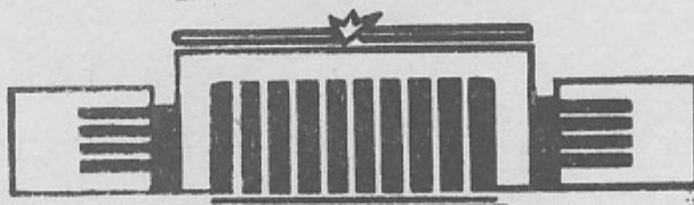
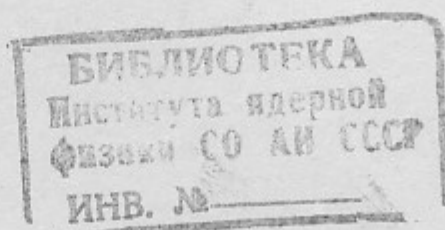
Δ 36

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР

Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко

ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ
В ТЭВАТРОНАХ

ПРЕПРИНТ 82-126



Новосибирск

I. Одним из основных вопросов, с которым сталкиваются при постановке экспериментов с поляризованными частицами в ускорителях и накопителях, является предотвращение деполаризации на спиновых резонансах, пересекаемых при ускорении пучка. В точках резонансов частота спиновой прецессии ω совпадает с комбинационными частотами орбитального движения. Известно, что уменьшение степени поляризации каждым отдельным резонансом мало, когда его прохождение является быстрым либо, наоборот, адиабатическим. При высоких энергиях не удастся обеспечить достаточную быстроту пересечения основных резонансов. Более перспективными являются методы, обеспечивающие адиабатичность в течение всего процесса ускорения. Степень адиабатичности зависит от того, насколько обобщенная частота спиновой прецессии (определяемая всей структурой магнитного поля с учетом имеющихся возмущений) остается удаленной от резонансных значений. Так, введение в один или несколько участков орбиты магнитных полей, переворачивающих вертикальное направление поляризации, делает значение обобщенной частоты прецессии близким к постоянному (независящему от энергии), позволяя тем самым максимально увеличить параметр адиабатичности. Перестройка спинового движения такими магнитными структурами, получившими название "сибирских змеек", позволила бы существенно продвинуться по энергии ускоряемых поляризованных частиц.

Ранее были рассмотрены схемы ускорения с одной или двумя змейками [1-3]. Предполагалось при этом, что возмущение поля, связанное с несовершенством основной магнитной структуры и разбросом траекторий частиц в пучке, вызывают лишь малое возмущение спинового движения, отвечающего расчетной замкнутой орбите. С увеличением максимальной энергии и размеров ускорителей эти возмущения растут и по своему действию на спин могут сравниться с действием змейки. Анализ возможностей сохранения поляризации в таких ситуациях становится актуальным в области энергий порядка или более 1 ТэВ, так, например, в проектах УНК (СССР) и FNAL (США).

При высоких энергиях основное возмущающее влияние на спин оказывает радиальное поле H_x . В ускорителе без змеек мощности спиновых резонансов ω_k определяются корреляцией между изменением этого поля на траектории частицы и прецессией спина в вертикальном поле H_z :

$$w_k = \frac{\nu_0}{\langle H_z \rangle} \left\langle H_x e^{i\nu_0 \alpha} \right\rangle_{\nu_0 = \nu_k}, \quad (I)$$

где $\nu_0 = \gamma(g-2)/2$ - частота прецессии спина в вертикальном поле (в единицах частоты обращения), $\alpha(\theta) = \int_{\theta_0}^{\theta} \mathcal{K}_z d\theta$ - угол вращения скорости частицы на орбите, \mathcal{K}_z - вертикальное магнитное поле в единицах его среднего значения $\langle H_z \rangle$, θ - обобщенный азимут частицы, скобки $\langle \dots \rangle$ обозначают усреднение вдоль орбиты (по азимуту θ), ν_k - целочисленная комбинация из частот орбитального движения. Величина $2\pi |w_k|$ имеет смысл угла поворота спина в вертикальной плоскости за оборот частицы в ускорителе в стационарных условиях в области резонанса (когда $|\nu_0 - \nu_k| \ll |w_k|$).

Наиболее мощными являются резонансы со свободными вертикальными колебаниями

$$\nu_0 = \pm \nu_2 + pN \quad (p = 0, \pm 1, \dots) \quad (2)$$

(ν_2 - бетатронная частота вертикальных колебаний, N - число периодов магнитной структуры на орбите, которое предполагаем большим) и целые резонансы

$$\nu_0 = K, \quad (K \approx \pm \nu_2 + pN), \quad (3)$$

связанные с вертикальными искажениями равновесной орбиты.

Для "собственных" резонансов (2) мощность w_k равна:

$$w_k = \nu_0 \begin{cases} a_b \langle f'' e^{i\nu_k \alpha} \rangle & \text{для резонансов } \nu_0 = -\nu_2 + pN \\ a_b^* \langle f''^* e^{i\nu_k \alpha} \rangle & \text{для резонансов } \nu_0 = \nu_2 + pN \end{cases}, \quad (4)$$

где $f(\theta) = f(\theta - 2\pi) \exp(2\pi i \nu_2)$ - нормальное решение Флоке уравнения вертикальных бетатронных колебаний:

$$\frac{z}{R} = a_b f + a_b^* f^*, \quad (5)$$

где $2\pi R$ - периметр орбиты.

Система собственных резонансов из-за большой величины N настолько разрежена, что их мощности практически всегда малы по сравнению с расстояниями между соседними резонансами. Это означает, что при прохождении частицей пути порядка одного пе-

риода магнитной структуры возмущение вертикальной поляризации мало. Однако мы не предполагаем малости изменения поляризации за период обращения частицы ($N \gg |w_k| \approx 1$).

Целые резонансы (3) по их мощности также сгруппированы вблизи собственных, поскольку в искажении равновесной орбиты наиболее резко выражены гармоники, резонирующие со свободными колебаниями. Формулу для вертикального отклонения z_s можно записать в виде, аналогичном (5) с заменой

$$a_b \rightarrow a_s = \frac{1}{2i} \int_{-\infty}^{\theta} \mathcal{K}_x f^* d\theta \quad (6)$$

где \mathcal{K}_x - радиальное магнитное поле в единицах $\langle H_z \rangle$. При большом числе элементов магнитной структуры спектр возмущающего поля \mathcal{K}_x практически является равномерным. Это позволяет рассматривать вынужденную амплитуду $a_s(\theta)$ как функцию, мало меняющуюся на периоде бетатронных колебаний.

Пока мощности самых сильных резонансов остаются малыми ($|w_k| \ll 1$) деполаризующее действие всех возмущений можно предотвратить введением одной или двух переворачивающих змеек. При достаточно высокой энергии условие малости $|w_k|$ перестанет выполняться ($|w_k| \approx 1$). В этом случае действие возмущающих радиальных полей сравнивается с действием змейки, и поэтому введение одной или двух змеек не гарантирует сохранение поляризации при ускорении. Выяснение возможности избежать деполаризации требует тщательного анализа, учитывающего эффекты нарушения адиабатичности комбинационными резонансами высших порядков.

Подавить влияние сильных резонансов можно, разрушив когерентность сложения спиновых возмущений вдоль орбиты. Это можно осуществить приемами, излагаемыми ниже.

2. Рассмотрим ситуацию, когда в прямолинейные промежутки периодической магнитной системы ускорителя введены M пар симметрично расположенных змеек, переворачивающих вертикальную поляризацию. Оси поворотов поляризации двух змеек в каждой паре составляют между собой некоторый угол φ , не зависящий от энергии. В такой системе равновесная поляризация $\vec{n}_0(\theta)$ вертикальна вне змеек и меняет знак после прохождения частицей каждой змейки. Обобщенная спиновая частота при этом равна

$$\nu = \frac{M}{\pi} \varphi, \quad (7)$$

Спиновые возмущения, описываемые параметрами w_k , вызывают отклонение оси прецессии $\delta \vec{n} = \vec{n} - \vec{n}_0$ и производят сдвиг частоты прецессии $\delta \nu \sim (\delta \vec{n})^2$. Если в процессе ускорения отклонение $\delta \vec{n}$ остается малым, можно выбором угла φ отстроить частоту прецессии ν от всех опасных резонансов.

Отклонение оси прецессии можно вычислить по формуле [4]:

$$\delta \vec{n} = \text{Im} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{\eta} \vec{\omega} \vec{\eta}^* d\theta,$$

где $\vec{\eta}(\theta + 2\pi) = \vec{\eta}(\theta) e^{-i\nu \frac{2\pi}{M}}$ — ортогональные к \vec{n}_0 решения, которые вне змеек запишутся в виде:

$$\begin{aligned} -\frac{\pi}{M} < \theta < 0 & \quad \vec{\eta} = (-\vec{e}_x + i\vec{e}_y) e^{i\nu_0 d}, \\ 0 < \theta < \frac{\pi}{M} & \quad \vec{\eta} = (\vec{e}_x + i\vec{e}_y) e^{-i\nu_0 d}, \end{aligned}$$

где предположено для определенности, что ось поворота змейки, расположенной при $\theta = 0$, направлена по скорости. Отклонение $\delta \vec{n}$ максимально в моменты процесса ускорения, когда

$$\nu_0(\tau) = \pm \nu_2 + pN. \quad (8)$$

Приведем формулу для отклонения $\delta \vec{n}$ в точках (8) вблизи змейки при $\theta = 0$ (точка максимума $\delta \vec{n}(\theta)$ в нашем примере):

$$\delta \vec{n}(0) = -\frac{\pi}{M} \text{Im} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{\eta} \left[\frac{w_k}{1 - \exp(i \frac{2\pi}{M} (\nu \pm \nu_2))} + \frac{w_k^*}{1 - \exp(i \frac{2\pi}{M} (-\nu \pm \nu_2))} \right] d\theta. \quad (9)$$

Таким образом, введение большого числа пар змеек подавляет действие характеристических резонансов и обеспечивает адиабатичность условий для поляризации при ускорении: $|\delta \vec{n}| \ll 1$ при

$$M \gg \frac{\pi}{\sqrt{2}} |w_k|$$

(мы, конечно, подразумеваем выбор угла φ , бетатронной частоты ν_2 и числа M оптимальным, т.е. таким, чтобы знаменатели в (9) не были малыми).

Влияние возмущений, связанных с несовершенствами, определяется формулой, аналогичной (9), в которой амплитуда свободных бетатронных a_b колебаний должна быть заменена на вынужденную a_s (см. (4) и (6)). Это оправдано слабым изменением амплитуды $a_s(\theta)$ на длинах порядка расстояния между змейками, из-за резонансного характера искажений замкнутой орбиты. Поэтому достаточное число змеек также хорошо подавляет и возмущение поляризации несовершенствами магнитной системы.

3. Можно предложить другой эффективный способ подавления мощностей характеристических резонансов (2) и (3) с помощью специально организуемой корреляции между поворотами спина в магнитах и бетатронными колебаниями внутри периода магнитной системы. Продемонстрируем принцип для резонансов $\nu_0 \approx -\nu_2 + pN$. Мощности резонансов пропорциональны фактору

$$F = \int_0^{\frac{2\pi}{N}} f'' \exp(i\nu_0 d) d\theta. \quad (10)$$

Подбором магнитной структуры этот фактор можно уменьшить до достаточно малого значения. Пример такой магнитной структуры изображен на рис. I. Интегрируя

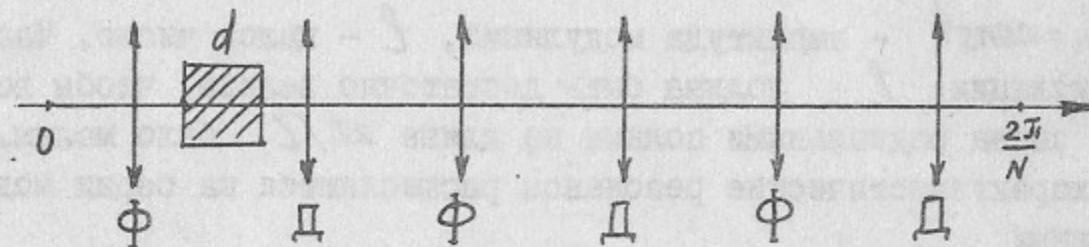


Рис. I. Структура периода магнитной системы.

Ф, Д — фокусирующие и дефокусирующие квадрупольи, d — поворотный магнит. Период фокусирующей системы равен $2\pi/(3N)$.

по частям (10), получаем:

$$F = f'_{2\pi/N} \exp(i\nu_0 \frac{2\pi}{N}) - f'_0 - f'_d (\exp(i\nu_0 \frac{2\pi}{N}) - 1),$$

где $\nu_0 \frac{2\pi}{N}$ — угол поворота спина дипольным магнитом d , f'_d — значение производной решения Флоке в диполе. В точках спиновых резонансов ($\nu_0 = -\nu_2 + pN$) первые два слагаемых в F со-

кращаются и поэтому

$$F = f_d' (1 - \exp i\nu_2 \frac{2\pi}{N})$$

Выбирая ν_2 вблизи N , можно уменьшить мощности характеристических резонансов примерно в $|\nu_2 - N|/N$ раз (в том числе и резонансов $\nu_0 \approx \nu_2 + pN$). Подчеркнем, что точка $\nu_2 = N$ не означает резонанса для бетатронного движения, а лежит вблизи центра устойчивости, так как число периодов фокусирующей системы равно $3N$. Поэтому принципиально возможно и полное устранение действия характеристических резонансов.

Отметим, что сокращение мощностей основных резонансов описанным способом позволяет для устранения деполяризации ограничиться применением лишь двух змеек.

4. Еще один возможный способ основывается на разрушении корреляции между прецессией спина и вертикальными колебаниями частиц, путем модуляции углов поворота спина дипольными магнитами^{*)}. Допустим, что величина поля в диполях модулируется по закону

$$K_z = 1 + h \cos \ell \theta,$$

где $h = \text{const}$ - амплитуда модуляции, ℓ - целое число. Частота модуляции ℓ должна быть достаточно велика, чтобы возмущение спина радиальными полями на длине $2\pi/\ell$ было малым. При этом характеристические резонансы расщепляются на серии модуляционных

$$\nu_0 = \pm \nu_2 + pN + q\ell, \quad (q = 0, \pm 1, \dots)$$

с мощностями, уменьшенными в $J_q(\nu_0 h / \ell)$ раз (J_q - функция Бесселя). Для существенного уменьшения мощностей (в $\sqrt{\nu_0 h / \ell}$ раз) необходимо выполнение условия: $\nu_0 h \gg \ell$.

Описанные принципиальные способы позволяют существенно увеличить максимально достижимые энергии пучков, при которых могут быть выполнены условия адиабатичности, необходимые для сохранения поляризации в процессе ускорения.

*) Идея этого метода предложена В.И.Балбековым.

Л и т е р а т у р а

1. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко. Труды X Международной конференции по ускорителям. Серпухов, т.П, стр.70, 1977.
2. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко. Труды У I Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, т.П, стр.239, 1979.
3. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко. Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий, Дубна, стр.281, 1982.
4. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, ЖЭТФ, 62, 430 (1972).

Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко

ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ
ПРОТОНОВ В ТЭВАТРОНАХ

Препринт
№ 82-126

Работа поступила - 13 сентября 1982 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 10.10-1982 г. МН 03538
Формат бумаги 60х90 1/16 Усл.0,5 печ.л., 0,4 учетно-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 126.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90