

К ФОРМИРОВАНИЮ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СИНХРОТРОНА ДЛЯ РЕЗОНАНСНОГО ВЫВОДА УСКОРЕННЫХ ЧАСТИЦ

З. Л. Артемьева, Е. М. Мороз, К. Н. Шорин

При медленном выводе ускоренных частиц из кольцевого ускорителя наилучшие результаты достигаются резонансным методом, основой которого является раскачка радиальных колебаний пучка при одном из нелинейных бетатронных резонансов.

Для обеспечения желаемого закона роста амплитуды колебаний при выбранном резонансе и достижения максимальной эффективности вывода в магнитное поле ускорителя должны быть введены специальные возмущения, контролируемые с высокой точностью. В больших сильнофокусирующих ускорителях необходимые возмущения, как правило, вводятся с помощью магнитных линз в прямолинейных участках орбиты. В слабофокусирующих установках средних энергий целесообразно для этой цели использовать полюсные обмотки.

В данной работе применительно к слабофокусирующим синхротронам ФИАН с энергиями 680 и 1300 МэВ (оба типа "рейстрек") разработан метод и произведен расчет полей полюсных витков, распределенных по рабочему зазору электромагнита ускорителя. При расчете учтен наклон полюсов электромагнита, исследована зависимость результатов от магнитной проницаемости материала магнитопровода, от расстояния между витками и полюсом. Приведены примеры формирования возмущений специальной формы и произведено сравнение с экспериментом.

Метод и результаты расчета существенно дополняют работы других авторов /1/-/4/, посвященные вопросам формирования полей полюсными обмотками, а в применении к названным выше установкам ФИАН сокращают объем экспериментальных исследований и работ по моделированию в процессе осуществления вывода ускоренных пучков.

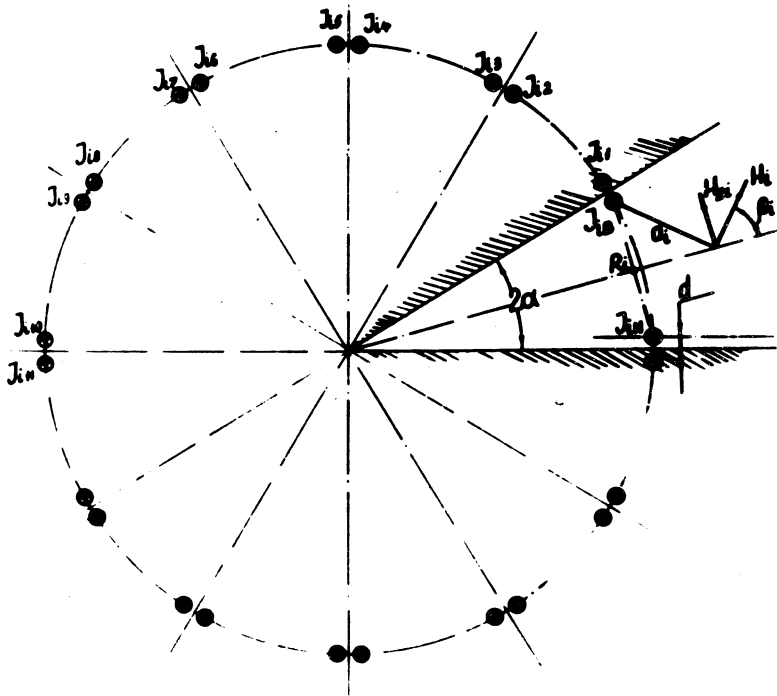
Задача решена методом зеркальных отображений /5/, т.е. магнитное поле в зазоре ускорителя, созданное витками полюсной обмотки, предполагается идентичным сумме полей, создаваемых этими токами и совокупностью их многократных отображений в полюсах. Для упрощения задачи, а также в соответствии с требованиями метода, магнитное поле предполагается двумерным, поперечное сечение проводников полюсной обмотки точечным, угол α' наклона полюсов ускорителя к средней магнитной плоскости округлен до α , ближайшей целой четной доли от 180° . В отличие от реальных конструкций, полюса ускорителя при расчете предполагаются сходящимися в вершине угла 2α (см. рис. 1), внешний край полюса удален в бесконечность.

На рис. 1 приведена картина отражений для двух симметричных (относительно средней магнитной плоскости) токов J_{1B} , J_{1H} полюсной обмотки (при перечисленных выше упрощениях) в плоскости, перпендикулярной орбите частиц в ускорителе. Здесь все токи направлены перпендикулярно плоскости чертежа, а радиальная координата R_1 витков обмотки отсчитывается от центра кривизны равновесной орбиты (на рисунке не показан). Для такой пары витков токи и их отражения в названной плоскости размещаются симметрично по окружности с центром в вершине угла 2α , а число учитываемых при расчете токов будет конечно и составит

$$2N = \pi/\alpha \quad (\text{для } d \neq 0),$$

$$N = \pi/\alpha \quad (\text{для } d = 0).$$

Для синхротрона на 680 Мэв ($\alpha' \approx 2 \cdot 10^{-2}$) $N = 158$,
а для синхротрона на 1300 Мэв ($\alpha' \approx 6 \cdot 10^{-3}$) $N = 558$.



Р и с. 1. Геометрия полюсов и токов при расчете полей полюсной обмотки методом отображений.

В тех случаях, когда необходимый для фокусировки спад магнитного поля в зазоре ускорителя обеспечивается только наклоном полюсов, угол α' связан с параметрами ускорителя соотношением

$$\alpha' = \arctg(hn/R_0).$$

Здесь R_0 - радиус круговых участков равновесной орбиты, $2h$ - высота зазора на радиусе R_0 , n - показатель спада магнитного поля. Вектор напряженности магнитного поля H_1 , создаваемого любым из токов J_1 (а также любым его изображением) в точке средней плоскости зазора, удаленной от тока на расстояние a_1 , составляет (по модулю)

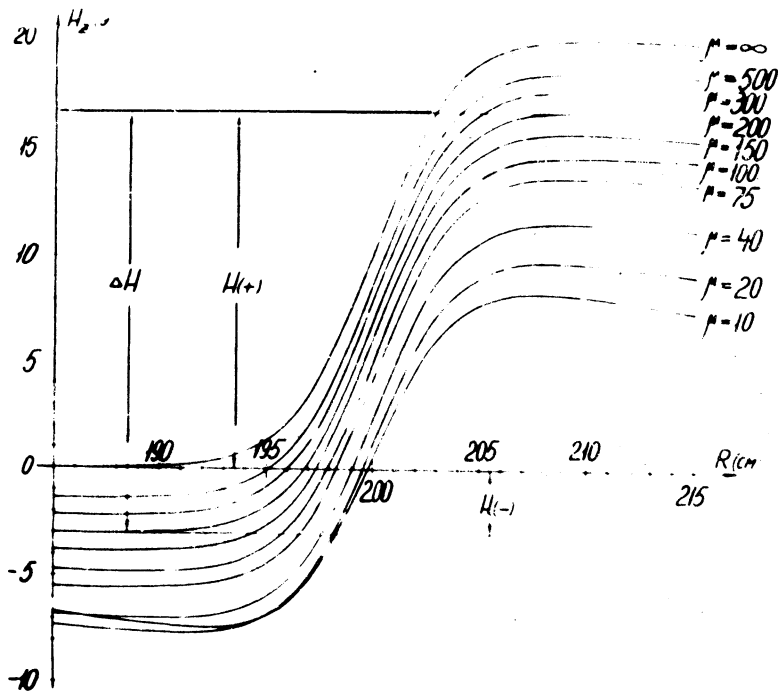
$$H_1 = 0,2J_1/a_1.$$

Вертикальная составляющая H_{z1} в средней плоскости зазора определяется формулой

$$H_{z1} = \frac{0,2J_1}{a_1} \sin\beta_1,$$

где β_1 - угол наклона вектора H_1 к средней плоскости зазора. Для получения полной картины поля в зазоре, создаваемого двумя полюсными токами $J_{1В}$ и $J_{1Н}$, нужно суммировать поля H_{z1} , создаваемые токами и всеми отображениями.

Необходимые расчеты для ускорителей на 680 и 1300 МэВ были выполнены с помощью ЭВМ типа МИР-1. Установлено, что изменение расстояния d от 0 до 5 мм меняет результат менее, чем на 0,01%. Поэтому результаты всех последующих вычислений приведены в приближении $d = 0$. На рис. 2 приведено распределение $H_z(R)$ в средней магнитной плоскости зазора для витков, находящихся в центре рабочей области ($R_1 = R_0 = 200$ см) при разных значениях μ и величине токов $J_{1В} = J_{1Н} = 100$ а. При $\mu = \infty$ и указанном на рис. 1 направлении токов поле, вносимое полюсными витками, во всей исследуемой области положительно. При конеч-

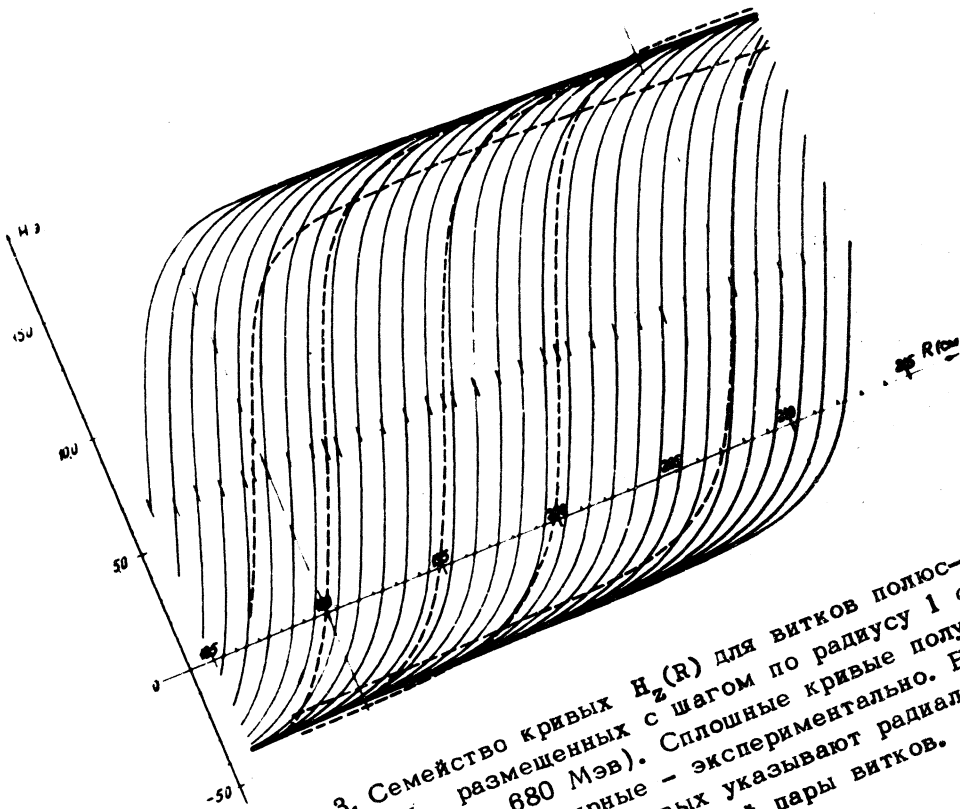


Р и с. 2. Поле $H_z(R)$, создаваемое парой полюсных витков, для разных значений μ материала магнитопровода

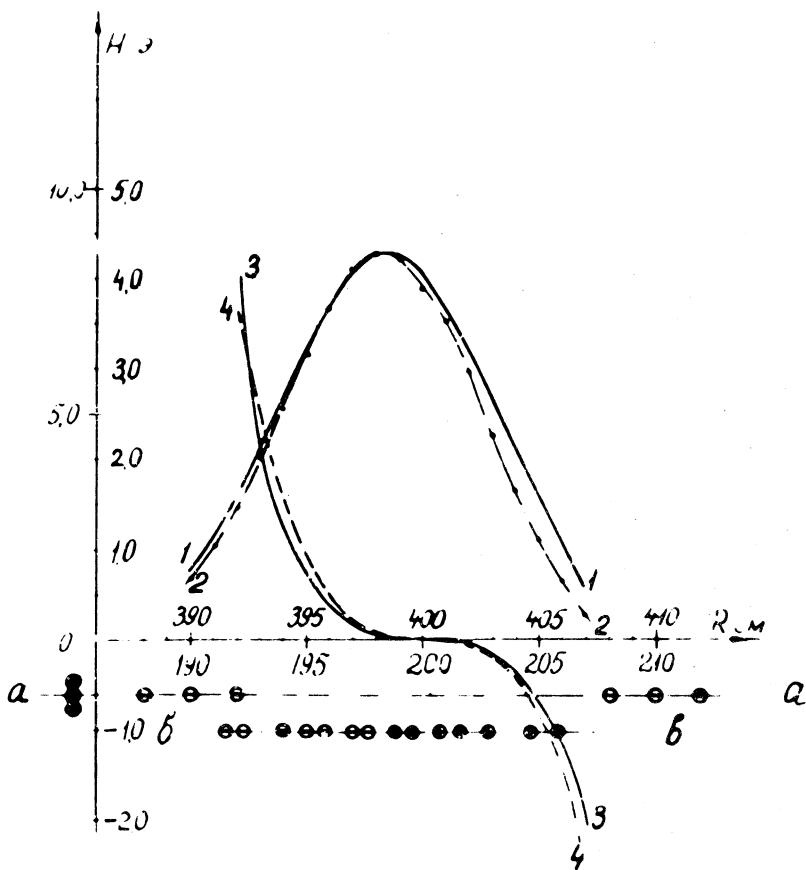
ных μ , по мере уменьшения его значений, кривые постепенно опускаются, и часть значений H_z становится отрицательной. Одновременно кривые деформируются, и величина ΔH , разность между экстремальными в исследуемой области значениями H_z , уменьшается с уменьшением μ . Эффект уменьшения ΔH существен лишь при небольших μ (порядка нескольких десятков), но смещение кривых в область отрицательных значений заметно даже при $\mu \sim (300 \div 500)$. Так, при $\mu = 500$ величина ΔH всего на 0,5% меньше величины ΔH при $\mu = \infty$, в то время как абсолютное значение $H_{(-)}$ (см. рис. 2) достигает в этом случае $\sim 6,5\%$ от соответствующего ΔH .

На рис. 3 приведен результат вычисления семейства кривых, характеризующих (при фиксированном μ) распределение $H_z(R)$ в средней магнитной плоскости зазора синхротрона на 680 Мэв для разных значений координаты R_1 пары параллельных токов. Величина тока в каждом витке 100 а, величина μ для всех кривых равна 140. Выбранная величина μ близка к известной из характеристик материала магнита синхротрона для энергий, близких к максимальной, а более точно соответствует условиям эксперимента, описанного ниже. Кривые, аналогичные приведенным на рис. 3, могут быть вычислены для любых μ и использованы для нахождения формы возмущения поля H_z , вносимого различными сочетаниями токов полюсной обмотки.

Экспериментальные кривые приведены на этом же рис. 3 пунктирными линиями. Эксперимент проводился на электромагните действующего синхротрона на 680 Мэв при питании витков обмотки прямоугольными импульсами тока длительностью $\sim 0,5$ сек с частотой повторения 0,2 гц. В середине рабочей области (размером $\Delta R = 10$ см) ход экспериментальных кривых мало отличается от расчетных, на краях же области размером $\Delta R \sim 20$ см эксперимент показал абсолютные значения H_z меньше расчетных приблизительно на 10–15%, что следует приписать влиянию краев реальных полю-



Р и с. 3. Семейство кривых $H_z(R)$ для витков полюсной обмотки, размещенных с шагом по радиусу 1 см (в синхротроне на 680 Мэв). Сплошные кривые получены расчетом, пунктирные — экспериментально. Вертикальные штрихи на кривых указывают радиальную координату соответствующей пары витков.



Р и с. 4. Примеры полей для вывода частиц из синхротронов. (1,2) – квадратичная нелинейность (синхротрон на 680 Мэв, резонанс 2/3), (3,4) – кубичная нелинейность (синхротрон на 1300 Мэв, резонанс 3/4).

сов, радиальные координаты которых в данном случае $R_1 = 185$ см и $R_2 = 215$ см.

На рис. 4 приведены примеры формирования полей специальной формы. Кривая 1 рассчитана по данным, приведенным на рис. 1, при расположении токов, изображенном в нижнем ряду на рис. 3 (ось $b - b$). Кривая 2 - соответствующая экспериментальная кривая. Поле вида 2 используется для раскочки резонанса $2/3$ в синхротроне на 680 Мэв. Некоторое различие экспериментальной и расчетной кривых объясняется влиянием краев полюса. Кривая 3 - кубичная нелинейность, создание которой необходимо для управления резонансом $3/4$ при выводе ускоренного пучка из синхротрона на энергию 1300 Мэв. Кривая 4 рассчитана по методу, изложенному выше, при расположении токов, соответствующем верхнему ряду витков на рис. 3 (ось $a - a$). Величины токов в полюсных витках на рис. 3 равны 10 а, верхняя шкала на оси радиусов соответствует случаю синхротрона на энергию 1300 Мэв, правая шкала оси величин напряженности H_z магнитного поля предназначена для кривых 3, 4.

Ценой небольших изменений в программе вычислений для ЭВМ описанный метод может быть применен для расчета радиальной составляющей поля, вносимой полюсными витками, а также и для случая произвольного расположения витков в зазоре ускорителя.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность В. Н. Канунникову за полезные советы и замечания.

Поступила в редакцию
8 июня 1971 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. P. Blewett, M. H. Blewett, W. H. Moore, L. W. Smith. Rev. Sci. Instr., 24, 773 (1953).
2. C. C. Iliescu. Revue de Physique, 4, 463 (1961).

3. V. Bizzarri, A. Turin. *Nuovo Cimento*, 37, 751 (1965).
4. В. Н. Канунников. Приборы и техника эксперимента, № 2, 183 (1960).
5. К. А. Круг. Физические основы электротехники, т. 1, ГЭИ, 1946 г.