

К ВОПРОСУ МАТЕМАТИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ БЕТАТРОНА

Л. М. АНАНЬЕВ, М. М. ШТЕЙН

(Представлена научным семинаром кафедры промышленной электроники)

Дальнейшему повышению качества тормозного излучения и совершенствованию схем управления бетатрона препятствует отсутствие в настоящее время математического описания основных процессов, происходящих в бетатроне. В данной работе предпринята попытка получить математическое выражение интенсивности излучения бетатрона.

Как известно, максимальный ускоряемый заряд в бетатроне определяется апертурой ускорительной камеры, топографией магнитного поля и величиной напряжения инжекции [1].

$$q_m = (0,1 \div 0,4) \pi 10^{-11} \frac{(r_i - r_0)^2}{r_0} U_i \sqrt{\frac{1-n}{n}}. \quad (1)$$

В большинстве практических случаев промышленного применения бетатронов бывает достаточно обеспечить стабильный выход ускорителя в течение сравнительно небольшого промежутка времени, который обычно не превышает нескольких часов. В этом промежутке времени для нормально работающей установки некоторые факторы, как-то: геометрические размеры и вакуум ускорительной камеры, топография магнитного поля, оптика и расположение инжектора — могут считаться неизменными.

Тогда максимально возможное значение интенсивности для данного бетатрона определяется напряжением инжекции и энергией ускоренных электронов.

$$I_m = \kappa U_i E_i^m, \quad (2)$$

где κ — коэффициент пропорциональности. Показатель степени m по данным различных работ [2, 3, 4] находится в пределах $2 \div 4$.

Вместе с этим значение интенсивности в каждый данный момент определяется также моментом или фазой инжекции t_i и током инжектируемых электронов J_i . Эти зависимости дают возможность, с одной стороны, эффективно регулировать интенсивность излучения, а с другой — в значительной степени определяют нестабильность работы бетатрона.

Существующие теории бетатрона не позволяют получить с достаточной для практики точностью количественное выражение зависимости $I = f_1(t_i)$ и $I = f_2(J_i)$. Вследствие этого большое значение приобретают поиски аппроксимирующих выражений зависимости интенсивности

от фазы и тока инжекции, которые имели бы более общий характер и позволили бы свести к минимуму объем экспериментов при определении коэффициентов аппроксимации.

Удобно представить данные кривые в относительных координатах $\frac{I}{I_0} = F_1\left(\frac{t_i}{t_0}\right)$ и $\frac{I}{I_0} = F_2\left(\frac{J_i}{J_0}\right)$; где I_0 — максимальное значение ординаты исследуемой зависимости при прочих равных условиях, а t_0 и J_0 являются абсциссами I_0 и могут быть названы соответственно оптимальной фазой и оптимальным током инжекции.

Проведенные экспериментальные исследования показали, что при таком представлении эти кривые остаются неизменными для данного бетатрона при изменении напряжения инжекции или величины магнитного поля.

Результаты экспериментов при различных значениях напряжения инжекции представлены на рис. 1 и 2. Как видно из этих рисунков, из-

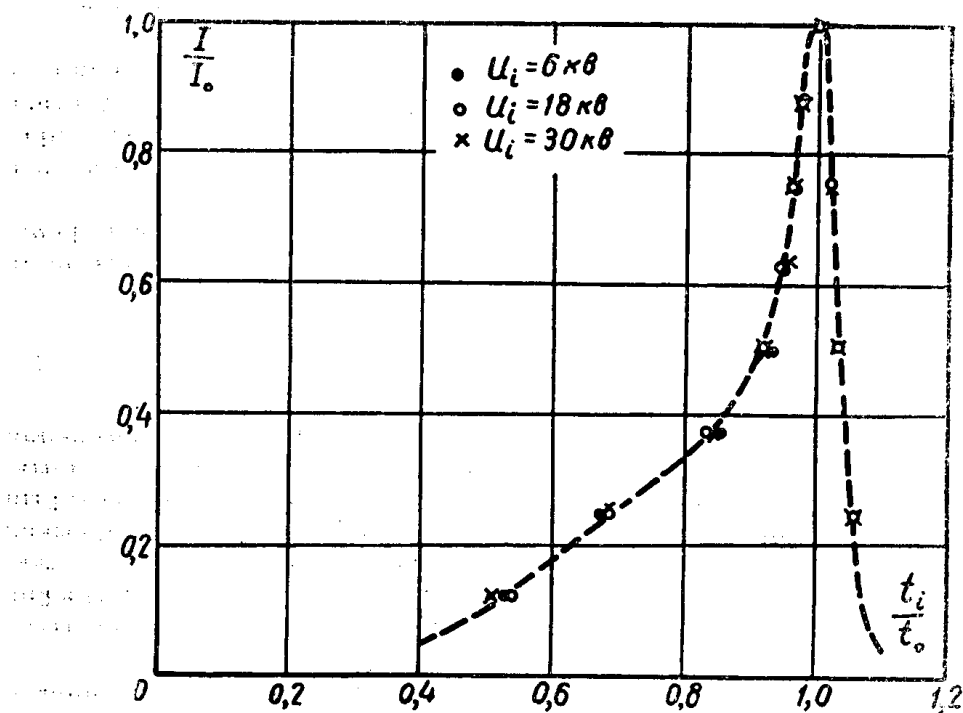


Рис. 1. Зависимость интенсивности от фазы инжекции в относительных координатах

менение напряжения инжекции в широком диапазоне не приводит к какому-то закономерному изменению формы кривых. Имеющиеся отклонения кривых друг от друга могут быть объяснены погрешностями эксперимента, расчетная величина которых составляет $5 \div 7\%$. При изменении величины магнитного поля были получены аналогичные результаты.

Такой факт дает возможность значительно сократить объем экспериментов при исследовании бетатрона как объекта регулирования. Вместо обычно снимаемых семейств кривых $I = f_1(t_i)$ и $I = f_2(J_i)$ при различных значениях индукции и напряжения инжекции достаточно иметь по одному графику для каждой зависимости. Все остальные кри-

вые могут быть получены пересчетом через относительный аргумент. В последнем случае необходимо знать факторы, определяющие оптимальную фазу и ток инжекции.

С достаточной для практики точностью оптимальную фазу можно найти из условия согласования начальной скорости электрона с вели-

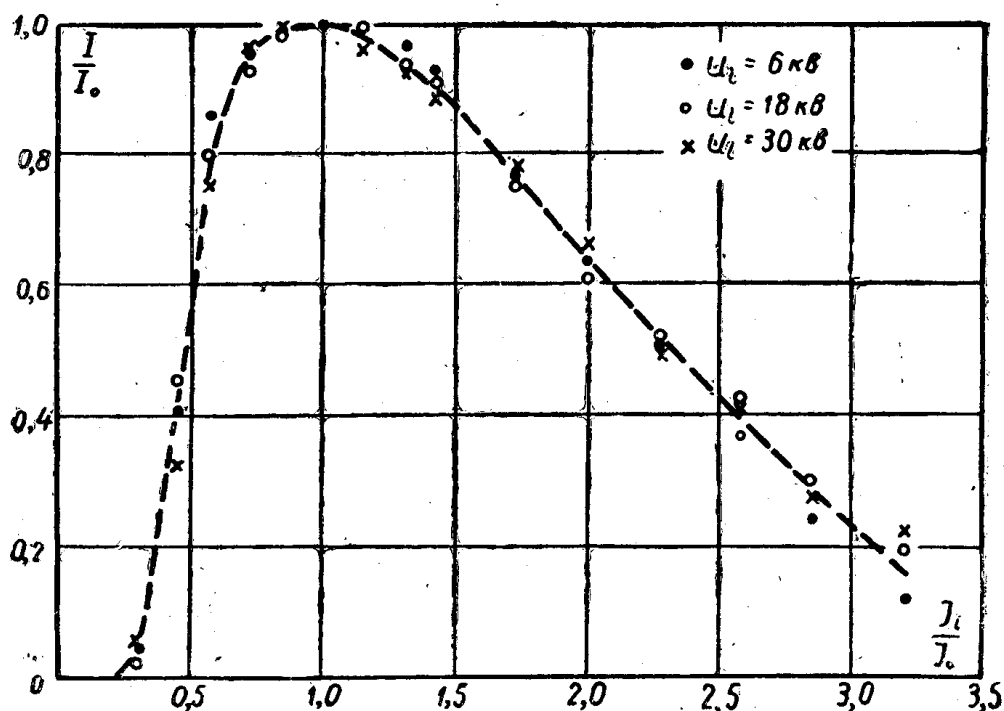


Рис. 2. Зависимость интенсивности от тока инжекции в относительных координатах

чиной магнитного поля на радиусе равновесной орбиты. При нерелятивистских напряжениях инжекции и синусоидальном изменении магнитного потока

$$t_0 = \frac{3,37 \sqrt{U_i}}{\omega B_{0m} r_0} \quad (3)$$

На рис. 3 представлены результаты проверки последней формулы, показывающие удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных данных.

Из работ П. А. Черданцева [5] следует, что оптимальный ток инжекции определяется только величиной напряжения инжекции и зависит от него в степени $3/2$. Проведенные исследования подтверждают эти положения, однако зависимость оптимального тока от напряжения инжекции не всегда имеет степень $3/2$. Если записать выражение для оптимального тока инжекции в виде

$$J_0 = a U_i^p, \quad (4)$$

то показатель p в наших экспериментах лежал в пределах $0,8 \div 1,5$ для различных ускорительных камер. Так как при смене отпаянных камер может измениться лишь расположение и оптические свойства инжектора, очевидно, они в значительной степени и определяют конкретную величину p .

Экспериментальное исследование регулировочных зависимостей бетатрона показало, что величина тока инжекции имеет определенное влияние на форму зависимости $\frac{I}{I_0} = F_1\left(\frac{t_i}{t_0}\right)$ и наоборот. В частности, при токах инжекции, меньших оптимального, зависимость интенсивности от фазы инжекции имеет форму резкого пика в районе оптимальной фазы. С увеличением тока инжекции восходящая ветвь кривой $F_1\left(\frac{t_i}{t_0}\right)$ становится более полой, однако спадающая часть меняется незначительно. При токах инжекции, близких к оптимальному или больших, форма кривой не претерпевает существенных изменений.

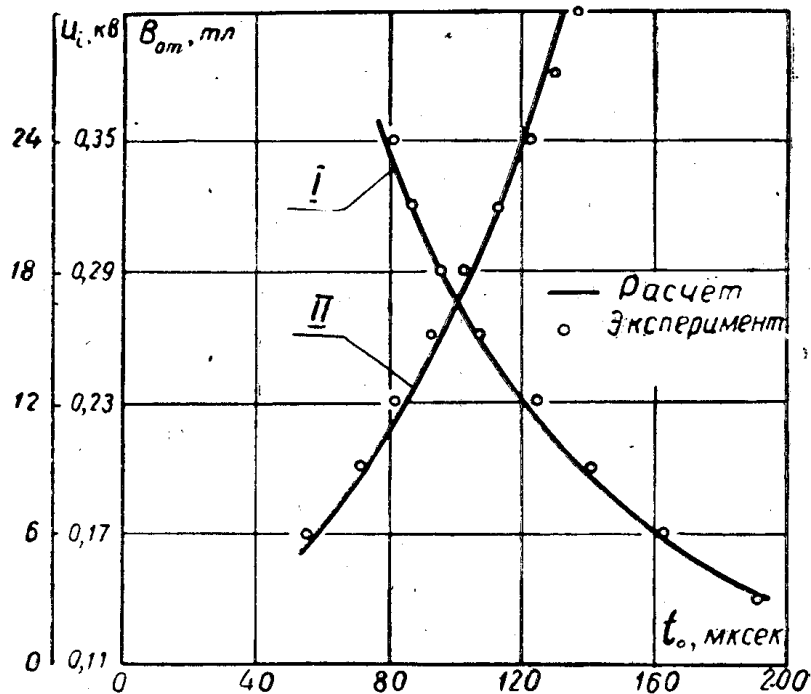


Рис. 3. Оптимальная фаза инжекции: 1 — при изменении индукции на равновесной орбите, $U_i = 44$ кВ; 2 — при изменении напряжения инжекции, $V_{om} = 0,23$ мВ.

Последний факт дает возможность, учитывая соотношение (2), написать следующее выражение для интенсивности излучения, справедливое при не очень больших изменениях фазы и тока инжекции:

$$I = \kappa U_i E_e^m F_1\left(\frac{t_i}{t_0}\right) F_2\left(\frac{J_i}{J_0}\right). \quad (5)$$

Поскольку форма регулировочных зависимостей бетатрона сравнительно сложна, обычно не удается подобрать для $F_1\left(\frac{t_i}{t_0}\right)$ и $F_2\left(\frac{J_i}{J_0}\right)$ простых аппроксимирующих функций. По всей вероятности, наиболее рациональным является нахождение аппроксимирующих функций в каждом конкретном случае отдельно с учетом особенностей решаемых задач. Например, при исследовании работы экстремальных регуляторов [6], когда имеет место лишь небольшое отклонение t_i^* от t_0^* или

J_i от J_0 , достаточную точность может обеспечить квадратный трехчлен. В других случаях, когда требуется совпадение в более широком диапазоне изменений фазы и тока инжекции, можно применять аппроксимацию экспоненциальной функцией:

$$I = \kappa U_i E_e^m \exp - \Theta \left(\frac{t_i}{t_0} - 1 \right)^2 \exp - \mu \left(\frac{J_i}{J_0} - 1 \right)^2. \quad (6)$$

Коэффициенты Θ и μ определяются по экспериментальным данным. Выражения (3), (4) и (6), связывающие между собой основные величины, которые определяют работу данного ускорителя, могут быть использованы для анализа различных регуляторов и стабилизаторов интенсивности излучения, а также для изучения влияния дестабилизирующих факторов, в частности, изменения напряжения питания бетатронной установки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Ананьев, В. И. Горбунов, А. А. Воробьев. Индукционный ускоритель электронов — бетатрон. Госатомиздат, М., 1961.
 2. В. И. Горбунов. Диссертация, ТПИ, Томск, 1958.
 3. Vaupel K., Stahl und Eisen, 73. 705, 1953.
 4. В. А. Москалев. Диссертация, ТПИ, Томск, 1953.
 5. П. А. Черданцев. Изв. вузов. Физика, 6, 117, 1959.
 6. Н. Н. Баламатов, Б. И. Горячев. Тр. 5-й межвузовской конференции по электронным ускорителям. 182, 1966.
-