

ния электрохимической реакционной способности нестойких зон по границам зерен и возрастания напряжения в этих участках при блокировании внутризеренных путей скольжения радиационными дефектами. Наличие механических напряжений и деформаций должно сказаться и на сокращении инкубационного периода до возникновения склонности к межкристаллитной коррозии.

Сравнение результатов испытаний по методу АМ сталей различного химического состава показывает, что сталь 09Х16Н15М3Б (обладающая более высокой стойкостью против МКК в необлученном состоянии, чем сталь 08Х18Н10 и сплав 06ХН40Б) сохранила лучшую устойчивость и после облучения. Это указывает на возможность предварительного отбора материалов для работы под облучением по их стой-

кости против МКК в необлученном состоянии. Влияние облучения на коррозионное поведение сварных швов исследованных аустенитных сталей принципиально не отличалось от влияния облучения на поведение основного металла.

Поступила в Редакцию 28/Х 1975 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Погодин В. П., Богоявленский В. Л., Сентюрев В. П. Межкристаллитная коррозия и коррозионное растрескивание нержавеющей сталей в водных средах. М., Атомиздат, 1970.
2. Cheng C. «J. Nucl. Mater.», 1975, в. 56, р. 11.
3. Векслер М. С. В сб.: Диффузия в металлах с объемно-центрированной решеткой. М., «Металлургия», 1969.
4. Вотинов С. Н. и др. В сб.: Радиационная физика твердого тела и реакторное материаловедение. М., Атомиздат, 1970.

УДК 621.384.612

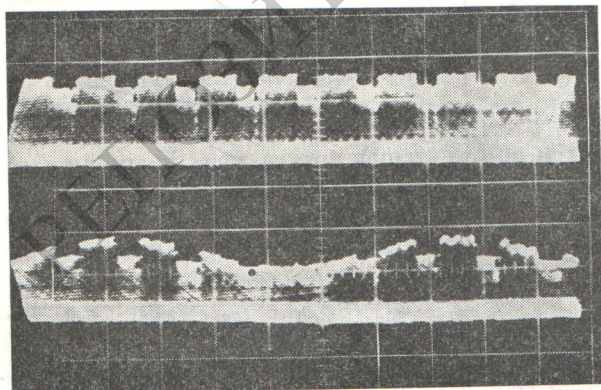
Когерентная неустойчивость пучка в ускорителе ИФВЭ

БАЛБЕКОВ В. И., ГЕРЦЕВ К. Ф.

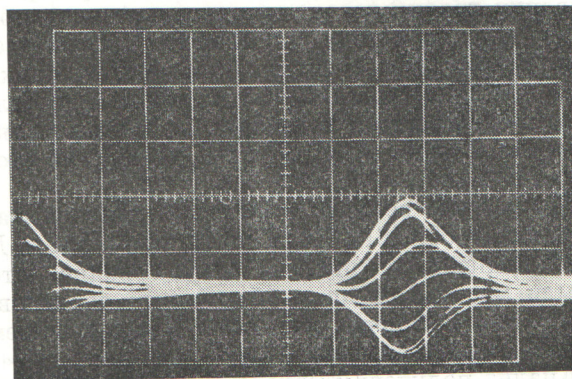
Поперечная когерентная неустойчивость пучка в ускорителе ИФВЭ имеет порог неустойчивости $\sim 4 \cdot 10^{11}$ прот/цикл и при интенсивности более 10^{12} прот/цикл приводит к его потере в течение первых 50—100 мс ускорения. В большинстве случаев потери связаны с вертикальными колебаниями. Радиальная неустойчивость менее опасна, так как развивается медленнее и имеет более высокий порог.

Обычно возбуждается 10-я азимутальная гармоника неустойчивости (бетатронная частота около 9,8). Заметная примесь других гармоник

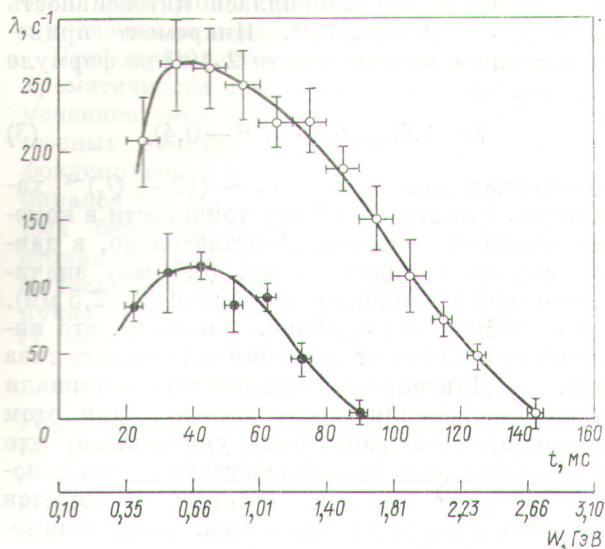
наблюдалась при разбросе интенсивности сгустков, превышающем 10—20%. В этом случае обычно осциллирует только часть сгустков. Например, при ступенчатом заполнении оборота возбуждаются сгустки с одинаковой интенсивностью, в сумме содержащие большую часть пучка (рис. 1). Инкремент числу частиц, содержащихся в осциллирующих сгустках, поэтому увеличение числа «низких» сгустков может приводить к его возрастанию, несмотря на снижение общей интенсивности (при этом неподвижны «высокие»



Р и с. 1. Суммовый и разностный сигналы с датчика вертикального положения пучка при ступенчатом заполнении оборота



Р и с. 2. Вертикальные колебания сгустка при $\rho \frac{dQ}{d\rho} = -6$

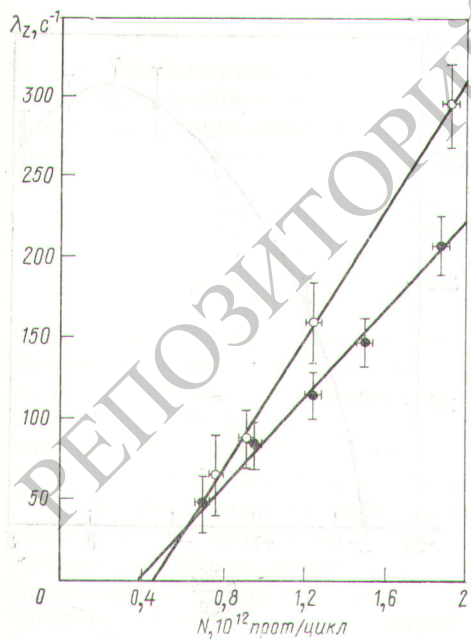


Р и с. 3. Зависимость инкрементов от времени и энергии в типовом режиме ускорения:

○ — λ_z ; ● — λ_r

сгустки). В случае равного распределения интенсивности по обеим группам возникают независимые колебания частей пучка с разными частотами и инкрементами.

При вертикальных колебаниях отдельного сгустка (рис. 2) сигнал пропорционален диполь-



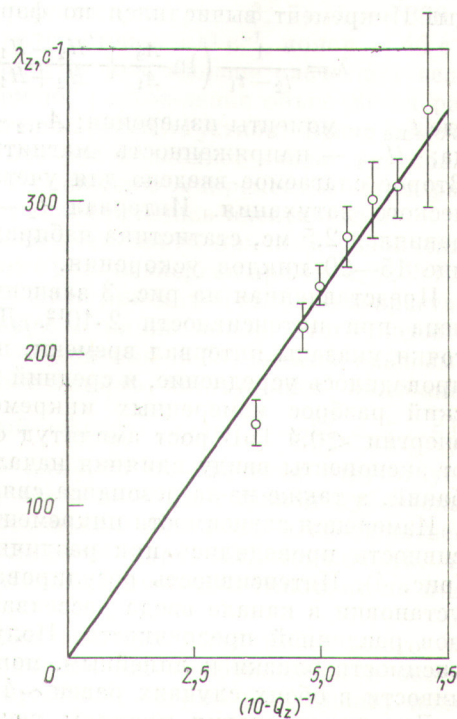
Р и с. 4. Зависимость инкремента вертикальных колебаний от интенсивности пучка при энергии 0,66 (○) и 0,97 ГэВ (●)

ному моменту, т. е. произведению смещения на линейную плотность заряда. Интервал между последовательными развертками равен пяти оборотам. Форма сигнала соответствует теоретическим представлениям, согласно которым поперечное смещение пучка в пределах сгустка имеет вид

$$z = z_0 \cos \left[\Omega Q t - \frac{(\Omega Q)' \varphi}{q \Omega'} \right] = z_0 \cos \left[\frac{\Omega^2 Q'}{\Omega'} t - \frac{(\Omega Q)' \vartheta}{\Omega'} \right], \quad (1)$$

где Ω — угловая скорость; Q — бетатронная частота; φ — фаза наблюдаемой части сгустка относительно фазы ускоряющего напряжения; q — кратность; штрих означает дифференцирование по импульсу; частоты и их производные относятся к синхронной частице [1].

Для подавления неустойчивости используется узкополосная система обратной связи [2], содержащая два идентичных канала — для вертикального и радиального направлений. При исследовании неустойчивости один из каналов выключался на 20–30 мс. Экспоненциальное нарастание амплитуды когерентных колебаний фиксировалось запоминающим осциллографом, и проводилось несколько измерений амплитуды



Р и с. 5. Зависимость инкремента вертикальных колебаний от бетатронной частоты при энергии 0,66 ГэВ

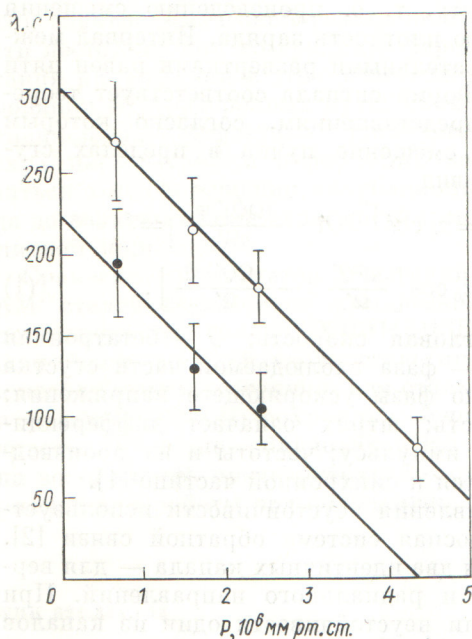


Рис. 6. Зависимость инкрементов от давления остаточного газа при энергии 0,97 ГэВ:

○ — λ_z ; ● — λ_r

ды. Инкремент вычислялся по формуле

$$\lambda = \frac{1}{t_2 - t_1} \left(\ln \frac{A_2}{A_1} + \frac{H_2 - H_1}{H_2 + H_1} \right), \quad (2)$$

где $t_{1,2}$ — моменты измерения; $A_{1,2}$ — амплитуда; $H_{1,2}$ — напряженность магнитного поля. Второе слагаемое введено для учета адиабатического затухания. Интервал $t_2 - t_1$ обычно равнялся 2,5 мс, статистика набиралась в течение 15—20 циклов ускорения.

Представленная на рис. 3 зависимость получена при интенсивности $2 \cdot 10^{12}$. Для каждой точки указаны интервал времени, по которому проводилось усреднение, и средний квадратичский разброс измеренных инкрементов. При энергии $\leq 0,4$ ГэВ рост амплитуд отклоняется от экспоненты ввиду влияния начальных колебаний, а также из-за резонанса связи $Q_r = Q_z$.

Измерения зависимости инкремента от интенсивности проводились при различной энергии (рис. 4). Интенсивность регулировалась путем установки в канале ввода рассеивающих экранов различной прозрачности. Полученные зависимости близки к линейным, порог неустойчивости в обоих случаях равен $\sim 4 \cdot 10^{11}$.

Для установления причины неустойчивости была измерена зависимость инкремента от бетатронной частоты (рис. 5). При изменении

частоты несколько изменялась интенсивность пучка $N = (1,9 - 2,2) 10^{12}$. Инкремент приведен к средней интенсивности $2 \cdot 10^{12}$ по формуле (см. рис. 4)

$$\lambda = 1,6 \lambda_{\text{изм}} / (N \cdot 10^{12} - 0,4). \quad (3)$$

Полученная зависимость $\lambda_z \sim (10 - Q_z)^{-1}$ характерна для стеночной неустойчивости в камере с тонкими стенками. Действительно, в данном случае толщина стенок (0,4 мм) значительно меньше толщины скин-слоя (2—2,5 мм).

Дальнейшие исследования показали, что инкременты зависят от давления остаточного газа (рис. 6). Давление в эксперименте повышали путем выключения части насосов. При этом инкремент 10-й гармоники уменьшался, что можно объяснить взаимодействием пучка с положительными ионами, которые образуются при ионизации остаточного газа. Такое взаимодействие [3] приводит к возбуждению когерентной неустойчивости гармоник с волновым числом $k < Q$ и их подавлению при $k > Q$. В этой связи заметим, что при максимальном давлении $4,3 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. иногда наблюдалась неустойчивость 9-й гармоники радиальных колебаний, однако инкремент в силу его малого значения измерить не удалось. Электронные неустойчивости кажутся маловероятными, так как накопление заметного количе-

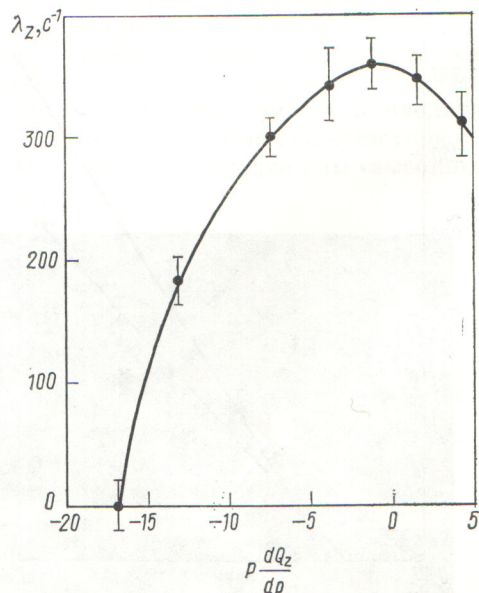


Рис. 7. Зависимость инкремента вертикальных колебаний от хроматичности при энергии 0,97 ГэВ

ства электронов в сгруппированном пучке с указанными параметрами невозможно.

При определении зависимости инкремента от хроматичности последняя регулировалась изменением тока коррекции в квадратных полюсных обмотках (рис. 7). Ток в обмотках фокусирующих и дефокусирующих блоков подбирался таким, чтобы хроматичность радиальных бетатронных колебаний оставалась постоянной. С изменением тока несколько изменялись бетатронная частота и интенсивность пучка. Инкремент приведен к средней частоте $Q_z = 9,825$ по формуле (см. рис. 5)

$$\lambda_z = \lambda_{\text{изм}} (10 - Q_z) / 0,175. \quad (4)$$

Нормализация по интенсивности проводилась по формуле (3). Рис. 7 полностью согласуется с предыдущими результатами. Действительно, стеночная и ионная неустойчивости являются многооборотными. Для моды колебаний сгустка, представленной рис. 2 и формулой (1), зависимость инкремента от хроматичности должна определяться множителем

$$\Lambda \simeq 1 - \left(\frac{\Omega Q'}{q \Omega'} \right)^2 \overline{\varphi^2} \simeq 1 - \left(p \frac{dQ}{dp} \frac{\gamma^2}{q} \sqrt{\overline{\varphi^2}} \right)^2, \quad (5)$$

где $\sqrt{\overline{\varphi^2}}$ — средняя квадратическая фазовая длина сгустка. Здесь записаны два первых члена разложения в ряд, так что этой формулой можно пользоваться при $\Lambda \gtrsim 0,5$. Из формулы (5) и рис. 7 следует, что $\sqrt{\overline{\varphi^2}} \simeq 0,4$. Обработка осциллограмм рис. 2 дает $\sqrt{\overline{\varphi^2}} \simeq 0,5$.

Сравним количественно полученные результаты с теоретическими. Инкремент вертикальной неустойчивости можно записать в виде

$$\lambda_z = \frac{r_p R \Lambda_z (N - N_{\text{п}})}{\pi \gamma Q_z (k - Q_z)} \left[\frac{c^2 g \zeta_z}{4 \pi \sigma d b^3} - \frac{\eta \gamma^2 \omega_z^2 \tau^2 P}{(\gamma^2 - 1) a_z (a_r + a_z) (\omega_z^2 \tau^2 + 1)} \right]. \quad (6)$$

Численные значения переменных параметров относятся к энергии 0,97 ГэВ: $r_p = e^2/mc^2 = 1,54 \cdot 10^{-16}$ см — классический радиус протона; $R = 2,36 \cdot 10^4$ см — средний радиус ускорителя; $N = 2 \cdot 10^{12}$ — интенсивность пучка; $N_{\text{п}} = 0,4 \cdot 10^{12}$ — пороговая интенсивность; Λ_z — фактор, учитывающий зависимость инкрементов от хроматичности и определяемый по формуле (5) или из рис. 7; $\gamma = 2,03$ — релятивистский фактор; $Q_z = 9,825$ — бетатронная частота; $k = 10$ — номер гармоники; $c = 3 \times 10^{10}$ см/с — скорость света; $g = 1,57$ — коэффициент удлинения вакуумной камеры из-за

гофра; $\zeta_z = 0,85$ — фактор, учитывающий эллиптичность сечения камеры; $\sigma = 1,3 \cdot 10^{16}$ с⁻¹ — проводимость стенок камеры; $d = 0,04$ см — толщина стенок камеры; $b = 5,75$ см — полувисота камеры; $\eta = 0,82 \cdot 10^9$ мм рт. ст.⁻¹ · с⁻¹ — число ионов, образуемых одним протоном в секунду при давлении 1 мм рт. ст.; $P = 6,9 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст. — давление; $a_z = 1$ см — полувисота пучка; $a_r = 2$ см — полуширина пучка; $\omega_z = 1,94 \cdot 10^5$ с⁻¹ — частота когерентных колебаний; $\tau = 5 \cdot 10^{-6}$ с — эффективное время взаимодействия ионов с протонным пучком.

Первая часть этой формулы, учитывающая влияние стенок, отличается от известного выражения для инкремента стеночной неустойчивости [4, 5] множителями g , ζ_z и δ/d , причем последний введен в связи с тем, что толщина скин-слоя δ значительно больше толщины стенки d . Влияние ионов учтено во второй части формулы (6) в соответствии с работой [3]. Необходимо отметить, что параметр τ зависит от используемой модели и с трудом поддается расчету; принятое значение является довольно грубой оценкой.

При $\Lambda_z = 1$ формула (6) дает $\lambda_z = 450$ с⁻¹, причем вклад стенок составляет 510 с⁻¹, вклад ионов — 60 с⁻¹. Соответствующие экспериментальные значения (см. рис. 6, 7): $\lambda_z = 360 \pm \pm 20$ с⁻¹, вклад стенок 400 с⁻¹, ионов — 40 с⁻¹, что примерно на 30% меньше расчетных величин. Возможно, расхождение объясняется разбросом интенсивности сгустков. Выше отмечалось, что разброс ослабляет связь сгустков и приводит к снижению инкрементов. При расчете все сгустки считались идентичными.

Не удалось установить причину увеличения инкрементов с ростом энергии при $W < 0,65$ ГэВ (см. рис. 3). Хотя при малой энергии возрастает демпфирующее влияние ионов, этого недостаточно для объяснения наблюдаемых зависимостей. Хроматичность бетатронных колебаний

в указанной области мала ($-p \frac{dQ}{dp} \sim 4 - 5$), так что ее влияние практически отсутствует. Возможно, здесь имеются сильная кубическая нелинейность магнитного поля и соответственно более высокий порог неустойчивости, но экспериментальная проверка гипотезы не проводилась.

Радиальная неустойчивость имеет много общего с вертикальной. Возбуждается в основном 10-я гармоника; форма радиальных колебаний сгустка такая же, как на рис. 2; инкременты примерно одинаково зависят от энергии (см. рис. 3). Радиальный инкремент возрастает

с приближением к целому резонансу и уменьшается с ростом давления остаточного газа (см. рис. 6). Экспериментальные и расчетные значения инкремента отличаются не более чем в два раза. Однако характеристики радиальной неустойчивости значительно менее стабильны, чем вертикальной. Это видно, например, из рис. 3 и 6. Согласно первому, инкремент на 57 мс составляет $\sim 100 \text{ с}^{-1}$, согласно второму — $\sim 200 \text{ с}^{-1}$, хотя основные параметры ускорителя не менялись. Некоторые данные свидетельствуют о том, что причину следует искать прежде всего в нестабильности порога.

Таким образом, причиной когерентной неустойчивости в ускорителе ИФВЭ является взаимодействие пучка со стенками камеры, а взаимодействие с положительными ионами дает относительно небольшой стабилизирующий вклад. Для вертикальной неустойчивости расчетные и экспериментальные данные совпадают с точностью до 30%. В отношении ради-

альной неустойчивости выводы следует рассматривать как предварительные из-за неполноты экспериментальных данных, хотя нет никаких фактов, противоречащих предположению о едином механизме возбуждения обоих видов колебаний.

Авторы благодарны В. Л. Ушкову за помощь, оказанную им при измерении зависимости инкремента от давления.

Поступила в Редакцию 23/ХП 1975 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pellegrini С. «Nuovo cimento», 1969, v. LXIV-A, p. 447.
2. Герцев К. Ф. и др. Препринт ИФВЭ. СКУ 74-85, 1974.
3. Hereward G. CERN MPS/Int. DL-64-8, 1964.
4. Балбеков В. И., Коломенский А. А. «Атомная энергия», 1965, т. 19, вып. 2, с. 126.
5. Laslett L., Neil V., Sessler A. «Rev. Scient. Instrum.», 1965, v. 36, p. 436.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНА Д. СКОРИНЫ