

РАЗРАБОТКА УСКОРЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

*М. В. Арсентьева^{а, б, 1}, А. М. Барняков^а,
А. Е. Левичев^а, Д. А. Никифоров^а*

^а Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера

Сибирского отделения РАН, Новосибирск, Россия

^б Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

В Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера ведется разработка ускоряющих структур миллиметрового диапазона длин волн. Такие структуры интересны с точки зрения получения как высоких градиентов, так и последовательностей электронных сгустков с миллиметровым периодом, которые перспективны в плане возбуждения высоких электрических полей в плазменном кильватерном ускорении. Приводятся теоретические оценки возбуждения структуры резонаторов, а также их сравнение с результатами моделирования. Получены требования к фокусирующей магнитной системе, с учетом возможной конфигурации проведено моделирование динамики возбуждающего пучка в миллиметровой структуре. Приводятся результаты измерения изготовленного прототипа миллиметровой структуры.

At the Budker Institute of Nuclear Physics mm-wave accelerating structures are being developed. These structures are of interest for both high gradient studies and plasma wakefield acceleration where electron bunch trains with millimeter period are highly promising for high electric field excitation. Estimations of mm-wave structure excitation are provided and compared with simulations results. Requirements for the focusing magnetic system are obtained; exciting beam dynamics in the mm-wave structure was performed taking into account possible magnetic field configuration. Measurements of the manufactured mm-wave structure prototype are presented.

PACS: 29.20.-c

ВВЕДЕНИЕ

В Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН (ИЯФ СО РАН) развивается комплекс с короткими пучками электронов на основе СВЧ-фотопушки [1]. Одним из возможных экспериментов на таком комплексе является возбуждение структуры миллиметрового диапазона длин волн. Такие структуры перспективны с точки зрения получения высоких градиентов ускорения [2]. В ИЯФ СО РАН такие возбужденные структуры планируются использовать для модуляции «длинного» электронного пучка в последовательность сгустков с малым пространственным периодом, которая затем будет использоваться для возбуждения плазмы. Именно последовательность с малым пространственным периодом (порядка длины ленгмюровских волн) представляет наибольший интерес с точки зрения получения высоких градиентов в плазме [3].

¹E-mail: mariemaltseva@yahoo.fr

1. ФОРМИРОВАНИЕ КОРОТКИХ ПУЧКОВ

Схема получения коротких пучков для возбуждения структуры миллиметрового диапазона длин волн приведена на рис. 1.

Лазерный луч выбивает из СВЧ-пушки на основе фотокатода пучок электронов с гауссовым распределением плотности со среднеквадратичной (RMS — Root Mean Square) длительностью порядка нескольких пикосекунд и энергией порядка 3 МэВ. Далее пучок набирает энергию в ускоряющей структуре на основе диафрагмированного волновода. Затем электронный пучок проходит через структуру миллиметрового диапазона длин волн, возбуждая ее и наводя в ней электрическое поле.

СВЧ-фотопушка представляет собой структуру из 1,5 связанных ускоряющих ячеек, работающих на моде TM_{010} , ее изготовленный прототип представлен на рис. 2, полученные с помощью кода ASTRA [4] параметры приведены в табл. 1.

Эмиттанс электронного пучка на выходе СВЧ-пушки зависит от заряда и длительности пучка. Моделирование показало, что при заряде 2 нК и RMS-длительности 2 пс

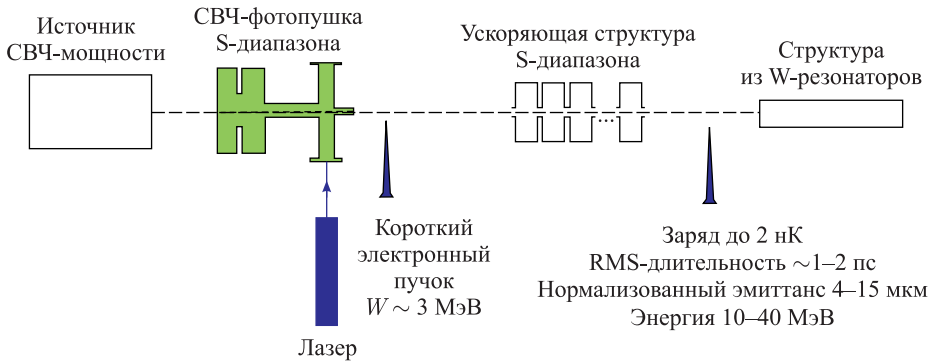


Рис. 1. Схема получения коротких пучков для возбуждения структуры миллиметрового диапазона длин волн

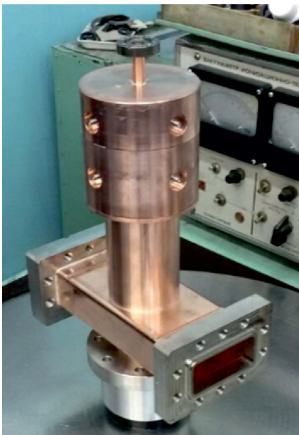


Рис. 2. Изготовленный прототип СВЧ-пушки на основе фотокатода

Таблица 1. Параметры СВЧ-пушки на основе фотокатода

| Параметр | Значение |
|----------------------------------|----------|
| Рабочая частота, МГц | 2856 |
| КСВ на моде TM_{010} | 1,1 |
| Собственная добротность | 12 000 |
| Энергия пучка на выходе, МэВ | до 5 |
| Длина первой ячейки, мм | 24,8 |
| Длина второй ячейки, мм | 52,3 |
| Диаметр ячеек, мм | 82 |
| RMS-длительность пучка, пс | 1–10 |
| Заряд пучка, нК | до 2 |
| Частота повторения выстрелов, Гц | 10 |

можно получить нормализованный эмиттанс пучка на выходе СВЧ-пушки. Данные параметры будут использоваться для дальнейших оценок поперечной динамики электронного пучка в структуре и ее возбуждения этим пучком.

2. ВОЗБУЖДЕНИЕ СТРУКТУРЫ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

Рассмотрим аналитические оценки возбуждения резонаторов структуры. Для начала оценим возбуждение цилиндрического резонатора точечным пучком с зарядом q . В соответствии с фундаментальной теоремой о нагрузке резонатора током пучка [5], пролетаая резонатор вдоль его оси, такой пучок наводит напряжение

$$U_p = 2kq, \quad (1)$$

где

$$k = \frac{\omega_0 r_{sh}}{4Q_0}. \quad (2)$$

Здесь r_{sh} — шунтовое сопротивление; Q_0 — собственная добротность резонатора на моде, соответствующей частоте ω_0 . Пучок теряет в резонаторе энергию

$$W = kq^2. \quad (3)$$

Шунтовое сопротивление выражается как

$$r_{sh} = \frac{\left(\int_0^L E_{0z}(z) dz \right)^2}{P_{loss}}, \quad (4)$$

где $E_{0z}(z)$ — распределение z -компоненты электрического поля, параллельной оси резонатора; L — длина резонатора; P_{loss} — полная мощность, рассеиваемая в резонаторе. Используя определения собственной добротности $Q_0 = \omega_0(W/P_{loss})$ и шунтового сопротивления (4), перепишем параметр потерь k :

$$k = \frac{\left(\int_0^L E_{0z}(z) dz \right)^2}{4W}. \quad (5)$$

Рассмотрим подробнее возбуждение в идеальном цилиндрическом резонаторе моды TM_{010} . Зависимость электрического поля от радиуса r и от времени t дается выражением

$$E_z(z, r, t) = E_{0z}(z) J_0(k_{01}r) \cos(\omega_0 t). \quad (6)$$

Для данной моды распределение амплитуды электрического поля постоянно вдоль оси резонатора, т. е. $E_{0z}(z) = \text{const}$, J_0 — функция Бесселя нулевого порядка; k_{01} — критическое волновое число для моды TM_{01} в круглом волноводе. С учетом электрического распределения (6) можно выразить запасенную в резонаторе энергию

$$W = \frac{\varepsilon_0}{2} \int_V |E_z|^2 dV = \frac{\varepsilon_0 E_0^2 L}{2} \int_r \int_\varphi J_0^2(k_{01}r) r dr d\varphi = \frac{\varepsilon_0 \pi R^2 L J_1^2(\nu_{01})}{2} E_{0z}^2. \quad (7)$$

Здесь $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м — диэлектрическая постоянная; R — радиус резонатора; E_{0z} — амплитуда электрического поля в центре резонатора. Подставляя значение запасенной энергии W в выражение (5), получаем окончательное выражение для параметра потерь

$$k = \frac{LT^2}{2\pi\varepsilon_0 R^2 J_1^2(\nu_{01})}. \quad (8)$$

Окончательно получаем выражение для напряжения, наведенного точечным пучком в резонаторе

$$U_p = \frac{qLT^2}{\pi\varepsilon_0 R^2 J_1^2(\nu_{01})}. \quad (9)$$

С учетом связи наведенного напряжения и распределения продольного электрического поля $|U_p| = \int_0^L E_{0z}(z) dz = E_{0z}L$ определяем, что величина электрического поля, наведенного точечным пучком, составляет

$$E_{0z}(z) = \frac{qT^2}{\pi\varepsilon_0 R^2 J_1^2(\nu_{01})}. \quad (10)$$

Рассмотрим теперь прохождение пучка заряда q с гауссовым распределением плотности тока $I(t)$ и RMS-длительностью σ_t ,

$$I(t) = \frac{q}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} e^{-t^2/2\sigma_t^2}. \quad (11)$$

Пусть точечный заряд того же заряда q наводит напряжение U_p . Пусть, в предположении гармонической зависимости наведенного электрического поля в резонаторе от времени, точечный заряд $dq(\tau)$, влетающий в резонатор в момент времени τ , наводит напряжение $dU(t, \tau)$. Тогда U_p и $dU(t, \tau)$ связаны выражением

$$dU(t, \tau) = \frac{U_p}{q} e^{i\omega_0(t-\tau)} dq(\tau). \quad (12)$$

С учетом плотности распределения тока в пучке (11) находим, что пучок малой длительности $d\tau$, который можно считать точечным, имеет заряд

$$dq(\tau) = \frac{q}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} e^{-\tau^2/2\sigma_t^2} d\tau \quad (13)$$

и наводит в резонаторе напряжение

$$dU(t, \tau) = \frac{U_p}{\sqrt{2\pi}\sigma_t} e^{i\omega_0(t-\tau)} e^{-\tau^2/2\sigma_t^2} d\tau. \quad (14)$$

Интегрируя это выражение по τ , можно получить зависимость наведенного пучком напряжения от времени

$$U(t) = U_p e^{i\omega_0 t} e^{-\omega_0^2 \sigma_t^2 / 2}, \quad (15)$$

причем амплитуда напряжения составит

$$U = U_p e^{-\omega_0^2 \sigma_t^2 / 2}, \quad (16)$$

т. е. отличается от напряжения, наведенного точечным пучком (9) на множитель $F = e^{-\omega_0^2 \sigma_t^2 / 2}$.

Амплитуда наведенного электрического поля также отличается от случая точечного пучка на множитель F :

$$E_{0z}(z) = \frac{qT^2}{\pi \varepsilon_0 R^2 J_1^2(\nu_{01})} e^{-\omega_0^2 \sigma_t^2 / 2}. \quad (17)$$

Качественный анализ возбуждения высших мод говорит о том, что амплитуда электрического поля этих мод имеет также зависимость от длительности пучка σ_t , выражаемой в множителе F , где вместо частоты фундаментальной моды $TM_{010}\omega_0$ стоит частота соответствующей моды ω . Следовательно, можем предположить, что высшие моды значительно подавлены по сравнению с фундаментальной TM_{010} .

С одной стороны, малая RMS-длительность пучка приводит к значительному возбуждению высших мод. С другой стороны, наведенное напряжение на фундаментальной моде TM_{010} тоже падает экспоненциально с квадратом частоты. Таким образом, необходимо найти оптимальное значение длительности возбуждающего пучка. Перед выбором этого параметра сначала определим геометрические параметры резонаторов структуры.

Для упрощения анализа, а также подавления связанных колебаний соседних резонаторов выберем такую геометрию, чтобы любые соседние резонаторы не были связаны по электромагнитному полю. Это позволит выполнять моделирование полей только одного из резонаторов структуры. Чтобы связь между двумя соседними резонаторами была пренебрежимо малой, их центральная апертура должна быть достаточно малой, а межрезонаторный промежуток — достаточно большим. Будем считать, что резонаторы не связаны, если поле в центре межрезонаторного промежутка составляет менее 1% от амплитуды поля в центре резонатора. Длина волны, соответствующая моде TM_{010} при частоте 96 ГГц, равна 3 мм. С учетом возможностей производства было решено выбрать период структуры 3 мм, из которых 1,5 мм приходится на длину одного резонатора, а другие 1,5 мм — на длину межрезонаторного промежутка. Такой выбор продольных размеров резонаторов отрицательно сказывается на значении времяпролетного фактора, что, в свою очередь, уменьшает амплитуду наведенного поля. Однако с точки зрения производства такие размеры являются оптимальными, а изготовить структуру с периодом, равным половине длины волны, было бы проблематично. На рис. 3 приведено изображение участка структуры миллиметрового диапазона длин волн с указанием выбранных геометрических размеров.

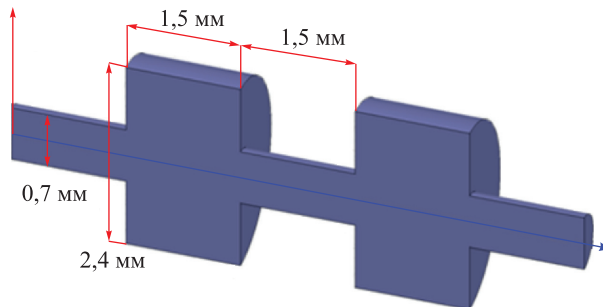


Рис. 3. Участок структуры с указанием геометрических размеров

С помощью моделирования электромагнитных полей получено, что при диаметре центральной апертуры 0,7 мм поле в центре межрезонаторного промежутка достаточно мало, чтобы считать резонаторы несвязанными (рис. 4).

Считая возбуждающий электронный пучок релятивистским и с учетом выбранной длины резонатора, находим, что времяпролетный фактор $T = 0,63$. В этом случае зависимость амплитуды наведенного электрического поля от RMS-длительности возбуждающего пучка имеет вид, изображенный на рис. 5.

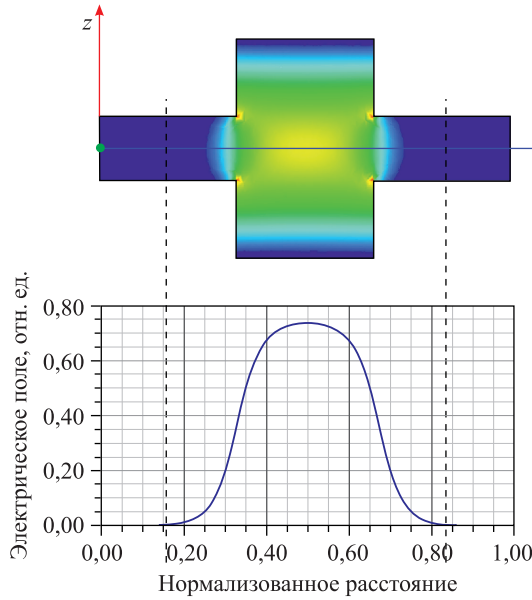


Рис. 4. Электрическое поле в резонаторе структуры. Вверху — распределение поля в медианной плоскости резонатора; внизу — распределение поля в логарифмической шкале, нормированное на амплитуду в центре резонатора. Вертикальными штриховыми линиями обозначены середины межрезонаторных промежутков

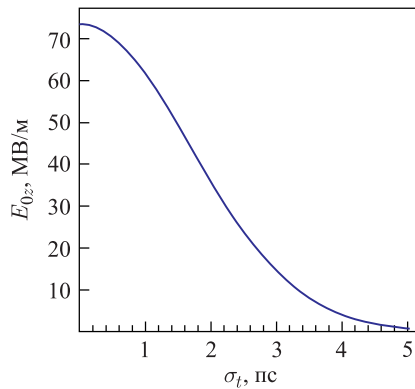


Рис. 5. Зависимость амплитуды наведенного поля от RMS-длительности возбуждающего пучка

Для определения оптимальной RMS-длительности возбуждающего пучка было проведено моделирование возбуждения структуры в CST Particle Studio [6], схема которого изображена на рис. 6. Направление движения возбуждающего пучка указано горизонтальными стрелками, электрическое поле измеряется в середине одного из резонаторов структуры.

Проведено моделирование для нескольких значений σ_t . На рис. 7 изображена зависимость регистрируемого электрического поля для $\sigma_t = 1$ пс.

На рис. 7 видно, что зависимость поля не является гармоническим одночастотным сигналом, как было бы в случае возбуждения только одной моды. Более того, для такой длительности пучка амплитуда поля для моды TM_{010} аналитически оценивается из (17) как 60 МВ/м. Максимальное значение измеренного поля превосходит эту оценку почти в два раза и составляет около 110 МВ/м, что также свидетельствует о возбуждении высших мод помимо TM_{010} . Это также видно из спектра Фурье электрического поля (рис. 8).

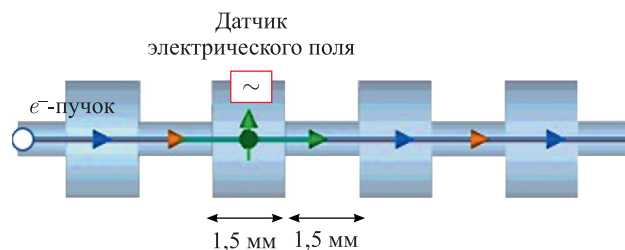


Рис. 6. Схема моделирования возбуждения структуры пучком, указан монитор электрического поля

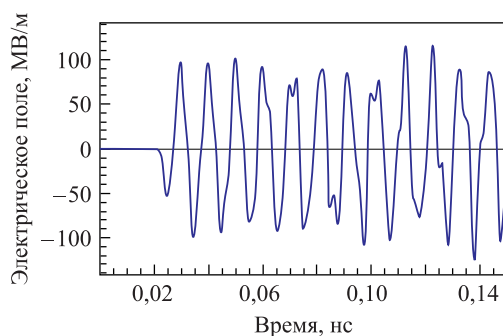


Рис. 7. Зависимость от времени электрического поля в резонаторе при $\sigma_t = 1$ пс

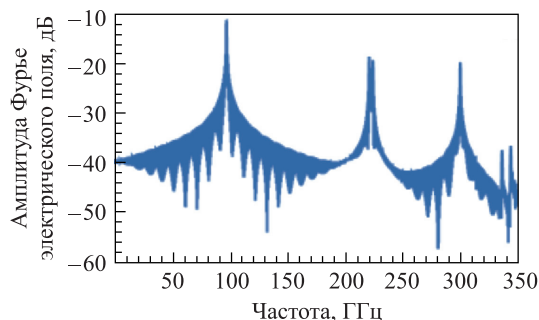
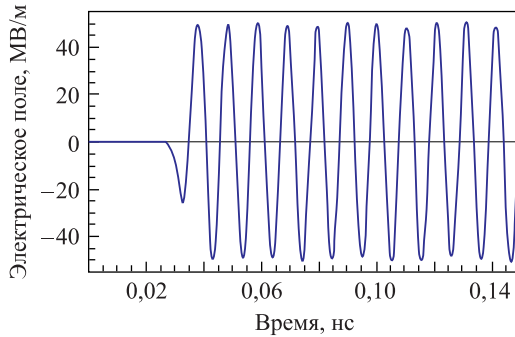
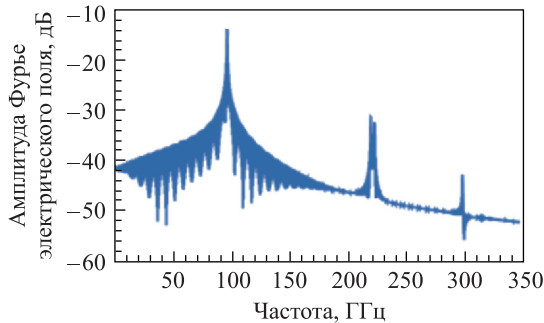


Рис. 8. Спектр Фурье регистрируемого электрического поля, наведенного пучком с $\sigma_t = 1$ пс

Рис. 9. Зависимость от времени электрического поля в резонаторе при $\sigma_t = 2$ псРис. 10. Спектр Фурье регистрируемого электрического поля, наведенного пучком с $\sigma_t = 2$ пс

Моделирование проведено также для других значений длительности возбуждающего пучка, в том числе для $\sigma_t = 2$ пс, зависимость электрического поля от времени изображена на рис. 9.

Как видно из рис. 9, пучок с $\sigma_t = 2$ пс наводит электрическое поле, которое имеет лишь небольшое отклонение от гармонической одночастотной зависимости. В соответствии с (17) наведенное поле на моде TM_{010} оценивается как 46 МВ/м, в то время как максимальное поле из рис. 9 равно 50 МВ/м, т. е. отклонение от теоретических оценок составило менее 10%. Спектр Фурье наведенного поля подтверждает тот факт, что высшие моды возбуждаются в значительно меньшей степени (рис. 10).

В результате моделирования значение $\sigma_t = 2$ пс выбрано оптимальным с точки зрения подавления возбуждения высших мод и максимизации наведенного электрического поля.

Теперь, имея значения некоторых параметров возбуждающего пучка, перейдем к рассмотрению его поперечной динамики, а также определим требования к магнитной фокусирующей системе.

3. ПОПЕРЕЧНАЯ ДИНАМИКА ВОЗБУЖДАЮЩЕГО ПУЧКА

Так как резонаторы имеют малую центральную апертуру 0,7 мм, необходимо определить условия, при которых возможно успешно провести возбуждающий пучок через структуру. Определим оптимальную энергию возбуждающего пучка, а также параме-

тры фокусирующего магнитного поля. С этой целью рассмотрим уравнение огибающей пучка [7]

$$r''(z) + \left(\frac{eB_z(z)}{2\beta\gamma mc} \right)^2 r(z) - \frac{eI}{2\pi\epsilon_0 m\gamma^3 v^3 r(z)} - \left(\frac{2\varepsilon_n}{\beta\gamma} \right)^2 \frac{1}{r(z)^3} = 0. \quad (18)$$

Здесь $r(z)$ — радиус огибающей пучка; $B_z(z)$ — продольное внешнее магнитное поле; β — отношение скорости частицы v к скорости света c ; $\gamma = 1/(\sqrt{1-\beta^2})$; I — ток пучка; ε_n — нормализованный эмиттанс пучка. Чтобы оценить величину необходимого магнитного поля, ограничимся случаем $B_z(z) = B_0 = \text{const}$.

Введем еще несколько обозначений. Второе слагаемое в (18), обусловленное наличием внешнего магнитного поля, удобно переписать через

$$k_0 = \frac{eB_0}{2\beta\gamma mc}. \quad (19)$$

Ток Альфвена [7] определяется как

$$I_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 mc^3}{|e|} \approx 17 \text{ кА}. \quad (20)$$

Обобщенный первеанс пучка определяется как

$$K = \frac{2I}{I_0\beta^3\gamma^3}. \quad (21)$$

В таких обозначениях уравнение (18) переписывается как

$$r''(z) + k_0^2 r(z) - \frac{K}{r(z)} - \left(\frac{\varepsilon_n}{\beta\gamma} \right)^2 \frac{1}{r(z)^3} = 0. \quad (22)$$

В общем случае данное уравнение не имеет аналитического решения, однако есть частное решение $r(z) = \text{const} = a$, где

$$a^2 = \frac{K + \sqrt{K^2 + 4k_0^2 \left(\frac{\varepsilon_n}{\beta\gamma} \right)^2}}{k_0^2}. \quad (23)$$

Это решение реализуется при начальных условиях

$$r'(0) = 0, \quad r(0) = a. \quad (24)$$

Будем называть a равновесным радиусом для данного постоянного магнитного поля. Из (23) видно, что для данного однородного магнитного поля всегда можно найти этот радиус. С другой стороны, из (22) также по равновесному радиусу a и параметрам пучка всегда можно найти, какова величина необходимого магнитного поля B_0 :

$$B_0 = \frac{2\beta\gamma mc}{q} \sqrt{\frac{K}{a^2} + \frac{1}{a^4} \left(\frac{\varepsilon_n}{\beta\gamma} \right)^2}. \quad (25)$$

На основе [1] и табл. 1 выберем параметры возбуждающего пучка: заряд 2 нК, RMS-длительность 2 пс, нормализованный эмиттанс 10 мкм. Рассмотрим зависимость величины необходимого магнитного поля от энергии возбуждающего пучка (рис. 11).

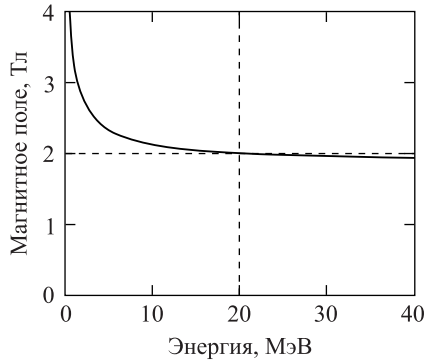


Рис. 11. Зависимость величины необходимого магнитного поля для $a = 0,2$ мм

На основе этой зависимости оптимальной была выбрана энергия возбуждающего пучка 20 МэВ. Меньшая энергия потребовала бы увеличения магнитного поля, а дальнейшее увеличение энергии не имеет смысла, так как не позволит значительно уменьшить необходимое поле. Таким образом, можно оценить, что для успешного проведения возбуждающего пучка через центральную апертуру структуры необходимо магнитное поле $B_0 \approx 2$ Тл. Заметим, что аналитические расчеты дают лишь предварительную оценку для величины магнитного поля: для более точных вычислений необходимо проводить моделирование динамики пучка.

В качестве фокусирующей системы предлагается использовать постоянные магниты, формирующие соленоидальное поле. Пример таких магнитов с радиальной намагниченностью приведен на рис. 12 [8].

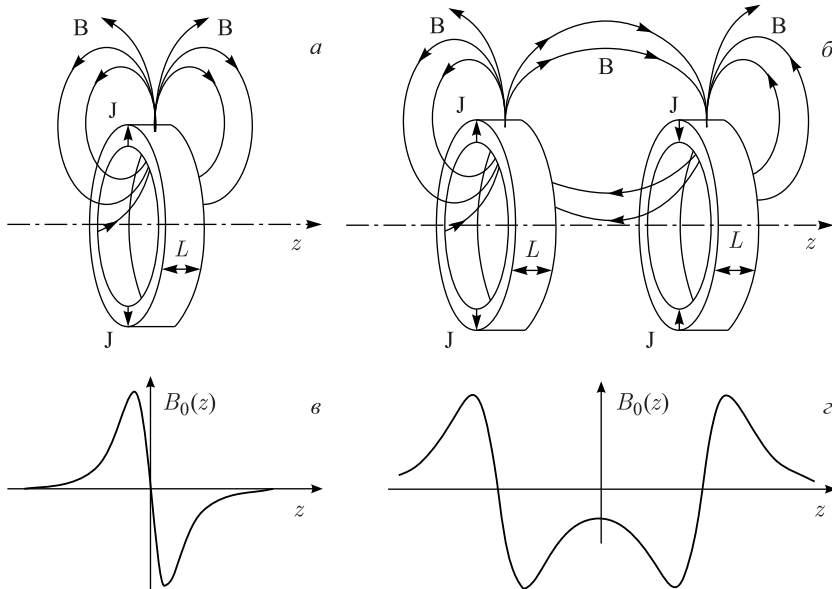


Рис. 12. а) Одиночный магнит; б) два магнита с противоположной намагниченностью; в) поле одиночного магнита; г) поле двух магнитов с противоположной намагниченностью

Окончательный дизайн магнитов находится в процессе разработки, для проведения моделирования динамики возбуждающего пучка использовалось поле магнитов, аналогичное рис. 12.

В табл. 2 приведены параметры возбуждающего пучка, использованные при моделировании в ASTRA.

В качестве начального радиуса пучка взят предполагаемый радиус после ускоряющей структуры на основе диафрагмированного волновода. Для согласования пучка такого размера с апертурой 0,7 мм структуры миллиметрового диапазона длин волн необходимо использовать согласующее устройство, например, соленоид. На рис. 13 изображено суммарное поле согласующего соленоида и фокусирующей системы на основе постоянных магнитов, оптимизированное с точки зрения динамики пучка, параметры поля приведены в табл. 3.

На рис. 14 изображена огибающая пучка в таком магнитном поле. Как видно, в поле таких постоянных магнитов можно поддерживать радиус почти постоянным с небольшими осцилляциями, причем пучок вписывается в центральную апертуру структуры.

Таблица 2. Параметры возбуждающего пучка, использованные для моделирования динамики

| Параметр | Значение |
|-------------------------------|----------|
| Начальный радиус, мм | 5 |
| Заряд, нК | 2 |
| RMS-длительность, пс | 2 |
| Нормализованный эмиттанс, мкм | 10 |
| Энергия, МэВ | 20 |

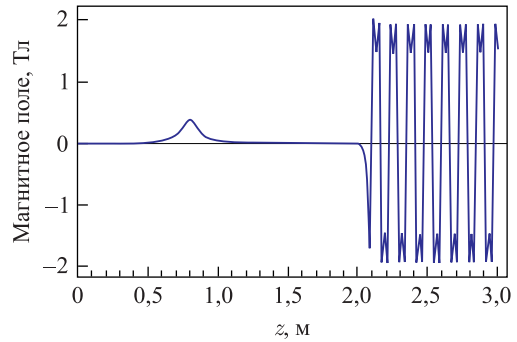


Рис. 13. Поле согласующего соленоида и постоянных магнитов

Таблица 3. Параметры магнитной системы

| Параметр | Значение |
|--|----------|
| Поле согласующего соленоида, Тл | 0,4 |
| Амплитуда поля постоянных магнитов, Тл | 1,8 |
| Период фокусирующей системы на постоянных магнитах, мм | 120 |

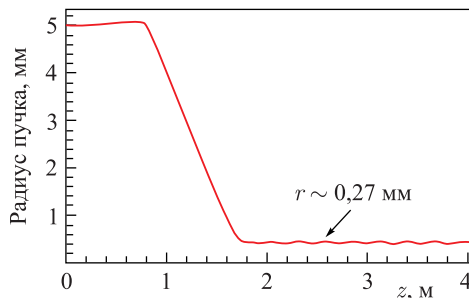


Рис. 14. Огибающая пучка в поле постоянных магнитов и согласующего соленоида

4. ИЗГОТОВЛЕНИЕ ПРОТОТИПА СТРУКТУРЫ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

Для отработки технологии производства был изготовлен набор медных резонаторов миллиметрового диапазона длин волн, пример которых приведен на рис. 15.

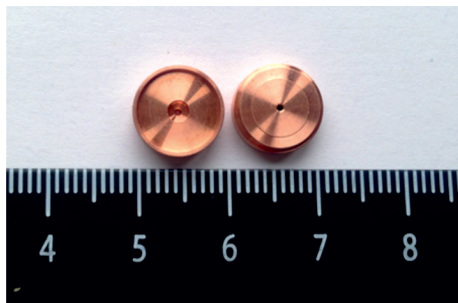


Рис. 15. Изготовленные резонаторы миллиметрового диапазона длин волн

Размеры нескольких образцов резонаторов проконтролированы при помощи координатно-измерительной машины (КИМ). Показано, что геометрические размеры резонаторов соответствуют проектным значениям при погрешности измерения КИМ в 2,5 мкм. Также показано, что внутренний радиус и центральное отверстие образцов резонаторов концентричны с точностью до погрешности измерения КИМ.

Резонаторы были спаяны вместе в прототип структуры при нахождении в вертикальном положении (рис. 16, а). Для контроля качества пайки прототип затем был распилен в продольном направлении (рис. 16, б).

Для получения информации о соосности резонаторов в прототипе структуры измерено отклонение каждого резонатора по внешнему радиусу от общей оси прототипа. Определено, что каждый резонатор имеет отклонение не более 0,03 мм, что означает, что отклонение между любыми двумя резонаторами составляет не более 0,06 мм. Суммируя вышеперечисленные погрешности, можно получить значение радиуса «общего» центрального отверстия резонаторов (т. е. максимальный радиус пучка, который можно пропустить через данный прототип), составляющее не менее 0,635 мм, что на 10 % меньше проектного значения 0,7 мм. На текущем этапе работы данный результат является удовлетворительным, однако ясно, что наибольшую ошибку в соосность резонаторов в прототипе вносят именно ошибки в сборке/пайке, а ошибки при изготовлении резонаторов вносят вклад на порядок меньше. По этой причине при изготовлении следующих прототипов именно сборке и пайке будет уделено большое внимание.

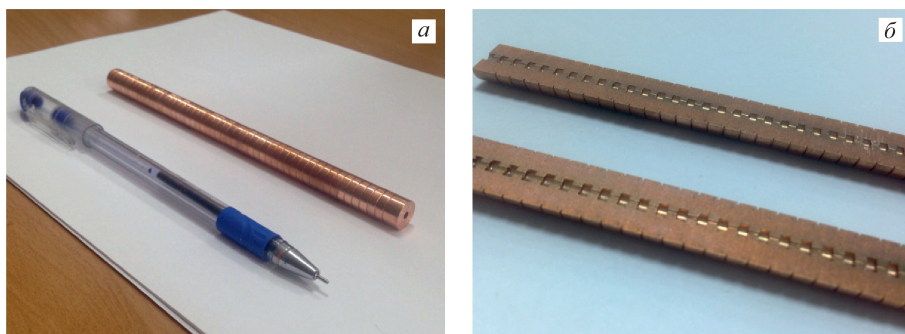


Рис. 16. а) Прототип структуры после изготовления; б) прототип после распиливания в продольном направлении

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Положено начало разработке ускоряющих структур миллиметрового диапазона длин волн в ИЯФ СО РАН. Для возбуждения таких структур планируется использовать короткие пучки электронов из СВЧ-пушки на основе фотокатода.

В данной работе приведены аналитические оценки возбуждения структуры, проведено их сравнение с численным моделированием.

Ввиду критически малых размеров ускоряющей структуры миллиметрового диапазона особую важность представляет поперечная динамика возбуждающего пучка. Для его фокусировки предлагается использовать знакопеременное соленоидальное поле постоянных магнитов. В качестве первого приближения для оценки параметров фокусирующих элементов рассмотрено уравнение огибающей возбуждающего пучка, дальнейшая оптимизация параметров проведена при помощи моделирования динамики пучка в коде ASTRA. Определены параметры фокусирующей системы, приведен предварительный дизайн магнитных элементов, позволяющий получить необходимую конфигурацию магнитного поля.

Для оценки качества технологии производства изготовлен первый прототип структуры миллиметрового диапазона длин волн, измерены его геометрические размеры. Полученный результат является удовлетворительным с точки зрения успешного проведения через центральную апертуру структуры возбуждающего электронного пучка.

Следующим этапом работы станет изготовление магнитных элементов фокусирующей системы, а также изготовление прототипа структуры, который может быть использован непосредственно в экспериментах по возбуждению структуры электронным пучком.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Никифоров Д. А., Левичев А. Е., Барняков А. М., Андрианов А. В., Самойлов С. Л. Моделирование высокочастотной фотопушки для генерации ультракоротких пучков в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН // ЖТФ. 2018. Т. 8, вып. 4. С. 12.
2. Dal Forno M., Dolgashev V., Bowden G., Clarke C., Hogan M., McCormick D., Nanni E. A., Neilson J., Novokhatski A., O'Shea B., Spataro B., Weathersby S., Tantawi S. G. High Gradient mm-Wave Metallic Accelerating Structures // Proc. of AIP Conf. 2017. V. 1812. P. 060011.
3. Lotov K. Stable Bunch Trains for Plasma Wakefield Acceleration // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2017. V. 60, No. 2.
4. <http://www.desy.de/~mpyflo/>
5. <https://www.cst.com>
6. Wangler T. P. Principles of RF Linear Accelerators. New York: John Wiley & Sons, 1998.
7. Reiser M. Theory and Design of Charged Particle Beams. Weinheim: Wiley-VCH, 2008.
8. Молоковский С. И., Сушков А. Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1991.

Получено 27 мая 2019 г.