

Ш-339

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ
И АВТОМАТИЗАЦИИ

11 - 9225

ШВАЧКА

Анатолий Борисович

ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН
НА КОЛЬЦЕВЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ СГУСТКАХ
В КРУГЛОМ ВОЛНОВОДЕ

Специальность 01.04.02 - теоретическая
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1975

Работа выполнена на кафедре физики элементарных частиц физического факультета Московского государственного университета и в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации Объединенного института ядерных исследований (г.Дубна).

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук, доцент Э.И.Уразаков.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор Д.П.Костомаров,
доктор физико-математических наук, доцент А.Ф.Александров.

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Институт физики высоких энергий (г.Серпухов).

Автореферат разослан " " _____ 1975 г.

Защита диссертации состоится " " _____ 1975 г.
в " " час. на заседании Ученого Совета Лаборатории вычислительной техники и автоматизации Объединенного института ядерных исследований (г.Дубна, Московской обл.)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических наук Т.П.Пузынина

Пузынина

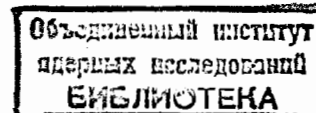
ШВАЧКА
Анатолий Борисович

ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН
НА КОЛЬЦЕВЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ СГУСТКАХ
В КРУГЛОМ ВОЛНОВОДЕ

Специальность 01.04.02 - теоретическая
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)



Радиационное ускорение ступков заряженных частиц (плазмы) до релятивистских скоростей, основанное на когерентном принципе ускорения частиц, предложенном В.И.Векслером ^{/1/}, может осуществляться с помощью СВЧ-полей волноводных волн ^{/2,4/}. При этом необходимо выяснить, как взаимодействуют высокочастотные поля с ускоряемыми объектами: найти силы, действующие на ступок в поле волны, энергию, приобретаемую ступком и излучаемую в процессе движения; выяснить влияние граничных условий на движение и устойчивость ступка во внешнем поле, наличие резонансных явлений и неустойчивостей в ступке, находящемся в поле СВЧ-волны. Эти проблемы были впервые поставлены академиком В.И.Векслером.

Диссертация посвящена исследованию рассеяния электромагнитных волн на кольцевых заряженных ступках в круглом волноводе. Решение задачи рассеяния волн на ступке в волноводе лишь в некоторых частных случаях удается найти аналитическими методами. Поэтому наряду с аналитическим подходом необходимо провести численное исследование рассеяния волн на ступках, помещенных в круглый волновод, с целью определения области значений параметров падающих волн, ступка и волновода, оптимальных для осуществления радиационного ускорения ступка.

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и приложения.

Во введении дается обзор содержания диссертации по главам, а также приведен краткий обзор литературы по радиационному методу ускорения.

В первой главе диссертации решена задача о возбуждении полей кольцевым ступком, зарядов с током j_r , движущимся вдоль оси круглого волновода. Задача решена в Фурье-представлении с последующим переходом к координатному представлению в выражениях для полей, что существенно упростило ее решение. В результате решения задачи найдены выражения для полей и токов, возбуждаемых движущимися кольцевыми ступками в круглом волноводе; рассчитаны силы, действующие со стороны волны на кольцевой заряженный ступок с током; найдены плотности и потоки энергии полей, возбуждаемых кольцевым ступком.

Во второй главе выведены и обсуждаются уравнения, описывающие рассеяние волн на движущихся с постоянной скоростью цилиндри-

ческих плазменных ступках в круглом волноводе с идеальными границами /5/. Найдены решения полученных уравнений для нескольких частных случаев. Предельным переходом получены результаты, совпадающие с данными работ /6,7/.

Уравнения, описывающие процесс рассеяния волн на ступке, помещенном в круглый волновод, в общем случае представляют собой бесконечную систему линейных дифференциальных уравнений первого порядка относительно амплитуд волн /8/ в предположении линейности характеристик ступки ϵ, μ и проводимости σ .

$$\begin{aligned} \frac{df_{j\pm}}{dz} = & -\frac{1}{2w_{j\pm}^2} \left[\sum_{n\pm=1}^{\infty} (A_{jn\pm}^{\pm\pm} f_{n\pm} - A_{jn\pm}^{\pm\pm} \frac{df_{n\pm}}{dz}) + \right. \\ & \left. + i \sum_{n\pm=1}^{\infty} (A_{jn\pm}^{\pm m} g_{n\pm} - A_{jn\pm}^{\pm m} \frac{dg_{n\pm}}{dz}) \right], \\ \frac{dg_{j\pm}}{dz} = & -\frac{1}{2w_{j\pm}^m} \left[\sum_{n\pm=1}^{\infty} (A_{jn\pm}^{m\pm} g_{n\pm} - A_{jn\pm}^{m\pm} \frac{dg_{n\pm}}{dz}) - \right. \\ & \left. - i \sum_{n\pm=1}^{\infty} (A_{jn\pm}^{m\pm} f_{n\pm} - A_{jn\pm}^{m\pm} \frac{df_{n\pm}}{dz}) \right], \end{aligned} \quad (I)$$

$j_{\pm} = 1, 2, \dots, \nu.$

Здесь $f_{j\pm}, g_{j\pm}$ - амплитуды электрической (ϵ) и магнитной (m) волн с радиальным индексом j , распространяющихся соответственно направо (+) и налево (-); $A_{jn\pm}, A_{jn\pm}'$ - коэффициенты трансформации n -ой волны в j -ую волну; $w_{j\pm}^{\epsilon, m}$ - продольное волновое число электрической (магнитной) волны. Для решения системы (I) необходимо задать краевые условия для амплитуд. Коэффициенты системы (I) состоят из слагаемых трех типов. К первому типу относятся слагаемые, описывающие трансформацию волн одного вида ($\epsilon \rightarrow \epsilon, m \rightarrow m$). Слагаемые второго и третьего типов учитывают трансформацию волн при наличии радиальной и азимутальной неоднородности ступки соответственно. В коэффициенты системы уравнений (I) входят так называемые интегралы рассеяния, являющиеся интегралами по поперечному сечению волновода от произведений $\frac{4\pi}{kc} \sigma, 1 - \epsilon$ и $1 - \mu^{-1}$ на различные комбинации произведений функций Бесселя (ФБ) и их производных.

Например,

$$I_{1\pm}^{\pm\pm} \frac{\pi \sqrt{a^3}}{v_{jn}^2} N_{j\pm}^2 = \int_0^{2\pi} d\varphi e^{i(\rho-a)\varphi} \int_0^a dr \Phi(r, \varphi) J_{\rho}(\sqrt{v_{jn}^2} r) J_{\rho}(\sqrt{v_{jn}^2} r), \quad (2)$$

где

$$N_{j\pm}^2 = \frac{1}{2} [a J_{\rho}'(\sqrt{v_{jn}^2} a)]^2. \quad (3)$$

Здесь a - радиус волновода, v_{jn}^2 - поперечное волновое число электрической волны с индексами ρ, j ; $J_{\rho}'(\sqrt{v_{jn}^2} a)$ - производная по аргументу от ФБ.

Функция $\Phi(r, \varphi)$ описывает зависимость свойств ступки от переменных r и φ (рассмотрение ведется в цилиндрической системе координат $\{r, \varphi, z\}$):

$$\Phi(r, \varphi) = \begin{cases} (4\pi/kc) \sigma(r, \varphi) \\ 1 - \epsilon(r, \varphi) \\ 1 - \mu^{-1}(r, \varphi) \end{cases}. \quad (4)$$

Коэффициенты системы уравнений (I) и входящие в них интегралы рассеяния удовлетворяют условиям взаимности. Например, при рассеянии магнитных волн в магнитные

$$N_{jm}^{\epsilon} \frac{v_n^m}{v_j^m} I_{1jn}^{mm}(r, \varphi) = N_{nm}^2 \frac{v_n^m}{v_n^m} I_{1nj}^{mm*}(r, \varphi), \quad (5)$$

где

$$N_{jm}^2 = \frac{1}{2} (a^2 - \frac{\rho^2}{v_j^m z}) J_{\rho}^2(\sqrt{v_{jn}^2} a). \quad (6)$$

При рассеянии волн на однородном ступке отличными от нуля являются амплитуды волн (\pm) одного типа с одинаковыми ρ, w, k (ρ - азимутальный индекс волны). В этом случае система (I) сводится к системе двух уравнений. Если же рассеиватель радиально неоднороден, то возбуждаются волны с другими v_{jn} обоих (ϵ, m) типов с одинаковыми ρ , в том числе и резонансные.

При рассеянии волн на азимутально-неоднородном ступке возбуждаются волны с другими значениями азимутального индекса ρ с различными v_{jn} . В общем случае аналитически учесть все эти эффекты невозможно. Если же отклонения ступки от симметрии малы, то задача рассеяния решается методом теории возмущений.

В § 2 второй главы методом теории возмущений решена задача о рассеянии электромагнитных волн на ограниченном по z диэлектрике со слабыми неоднородностями по всем координатам /9/, помещенном в круглый волновод. Решение задачи найдено путем разложения в ряд теории возмущений коэффициентов и амплитуд в (I) с точностью до величин второго порядка малости. Найдены амплитуды

вновь возникающих волн и поправки к амплитудам распространяющихся волн. Картина рассеяния волн на диэлектрике со слабой модуляцией неоднородностей мало отличается от картины рассеяния на однородном диэлектрике. С увеличением "шероховатости" электромагнитных свойств рассеивателя усиливается перерассеяние волн одного типа. Поправки к интегралам рассеяния ΔI_i с ростом модуля "шероховатости" имеют несколько максимумов. Взаимодействие волн с большими (≥ 10) радиальными индексами j, n уменьшается. Максимальная трансформация волн друг в друга имеет место в случае, когда геометрия поля падающей волны соответствует пространственной неоднородности ступки. Однако для каждой волны можно выбрать рассеиватель с такими электромагнитными свойствами, что падающая волна не будет перерассеиваться в другие волны. При падении волн на азимутально-неоднородный ступок излучаются волны с азимутальным индексом p , связанным с индексом q падающей волны правилом отбора $p = q - \alpha_p$ (многоканальная трансформация) и произвольными радиальными индексами.

Условие генерации новых волн при рассеянии на радиально-неоднородном диэлектрике ($\epsilon_n | \alpha_r | = \epsilon_i | \alpha_i |$) резко ограничивает многоканальную трансформацию волн, которая реализуется лишь при условии $\alpha_r \gg \alpha_{pj}, \beta_{pj}$, где α_{pj}, β_{pj} - безразмерные поперечные волновые числа электрических и магнитных волн соответственно. В другом предельном случае ($\alpha_r \ll \alpha_{pj}, \beta_{pj}$) условие $\alpha_{pj} = -\beta_{pj}$ запрещает трансформацию магнитных волн в электрические.

При выполнении условия

$$Si(\alpha_{pj} + \beta_{pj}) = \pm \epsilon_n |\beta_{qn} - \alpha_{pj}| |\alpha_{pj} - \beta_{qn}| \quad (7)$$

нет переходов друг в друга волн электрического и магнитного типов при рассеянии на азимутально-неоднородном ступке.

В § 3 второй главы методом теории возмущений решена задача о рассеянии волн на однородном ступке, имеющем резкие границы по z и r вблизи стенок либо вблизи оси волновода. В качестве нулевого приближения используется решение, найденное в § 2 при $f_+(0) = 1$ и $f_-(\ell) = 0$, где ℓ - длина ступки по z .

С учетом условия $\Delta a \ll a$, где Δa - расстояние ступки от стенок либо оси волновода, найдены поправки к коэффициентам уравнений рассеяния и к амплитудам распространяющихся волн. По найденным амплитудам рассчитаны радиационные силы, действующие на ступок; они выражаются через потоки энергии, поглощаемые и излучаемые ступком. Потоки энергии волн с различными V_{pj} не интерферируют друг с другом, так что полная сила, действующая на ступок, пропорциональна сумме квадратов амплитуд различных волн.

В третьей главе приведены результаты численного исследования рассеяния волноводных волн на кольцевых однородных и продольно-неоднородных ступках зарядов, помещенных в круглый волновод. Выполнен расчёт коэффициентов уравнений рассеяния /I0/ и проведено численное интегрирование системы уравнений для амплитуд /II/ при различных значениях параметров падающих волн, кольцевого ступка и волновода. Численное моделирование проводилось для ступков, близких по конфигурации к ступкам, используемым в ускорителе Векслера-Саранцева /I2/, с целью выяснения области значений параметров падающих волн и ступки, оптимальных для осуществления радиационного ускорения и фокусировки ступки.

При заданной частоте падающей волны волны с $V_{pj} > \kappa$ ($\kappa = \frac{\omega}{c}$ - волновое число) экспоненциально затухают и система (I) редуцируется к системе с конечным числом уравнений. Степень точности решения задачи рассеяния при этом определяется волноводным затуханием полей волн с $V_{pj} > \kappa$.

Численное исследование проводилось для кольцевых азимутально-симметричных ступков со следующими параметрами:

$n = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\omega^2 = \frac{4\pi n e^2}{m} = 3 \cdot 10^{22} \text{ сек}^{-2}$, $\ell a^{-1} = 10^{-2} \div 10^2$, $I - \epsilon_0 = 0.2 \div 0.8$, $\mu_0 = 1$, $\epsilon_0 = 0.6 \cdot 10^{-3} \div 0.6$, $a = 5 \text{ см}$ (радиус волновода). Параметры падающих волн: $p = 0 \div 5$, $j = 3 \div 5$, $\lambda = 3 \text{ см}$.

Функция $\Phi(r)$ (см. (4)) для кольцевого ступка имеет вид

$$\Phi(r') = \begin{cases} \Phi_0, & x_4 - \frac{d}{2a} \leq r' \leq x_4 + \frac{d}{2a}, \\ 0, & x_4 - \frac{d}{2a} > r' > x_4 + \frac{d}{2a}, \end{cases} \quad (8)$$

где x_4 — средний радиус кольцевого ступка в единицах ra^{-1} , d — полуширина ступка по r , $\Phi_0 = \{\epsilon_0, 1 - \epsilon_0\}$, r' — безразмерная радиальная координата. В качестве кольцевого ступка последовательно выбиралось а) тонкое кольцо вблизи оси волновода ($d = 0.1a$, $x_4 = 0.15$); б) тонкое кольцо вблизи стенок волновода ($x_4 = 0.85$); в) широкое кольцо ($d = 0.6a$, $x_4 = 0.6$).

Расчет показал, что коэффициенты A_{jn} системы (I) с ростом азимутального и радиального индексов уменьшаются по модулю и при $n \geq 15$ практически равны нулю. Для ступка, локализованного у оси волновода, эта тенденция выражена сильнее по сравнению со ступком у стенок волновода. Коэффициенты A_{jn} для электрических волн на порядок меньше соответствующих коэффициентов для магнитных волн.

В результате численного моделирования рассеяния электромагнитных волн на однородном по z ступке расчетным путем найдены условия резонансного роста амплитуд волн при распространении их в ступке /13/. Как показал расчет, минимальное усиление испытывают волны при распространении их в ступке, расположенном у стенок волновода и максимальное усиление — при распространении в широком ступке. Устойчивость к резонансному усилению волн в ступке определяется относительной его длиной la^{-1} , при которой развивается резонансное усиление ("резонансная" длина ступка). Величина усиления волн в ступке зависит от начальных параметров и типа падающей волны, электромагнитных свойств ступка, а также определяется поперечными размерами ступка и волновода. В нерезонансных областях решения системы (I) имеют колебательный характер с затуханием вдоль ступка. С ростом радиального индекса волны затухание ее вдоль ступка выражено сильнее, при этом скорость затухания электрических волн больше, чем магнитных.

При исследовании рассеяния электромагнитных волн на продольно-неоднородном кольцевом ступке /14/ ($\Phi = \Phi(r, z)$) расчет предсказывает наличие пространственной "фокусировки" волноводных полей в ступке, помещенном в волновод (максимум амплитуды поля внутри ступка). Как и в случае однородного ступка, усиление волн в

ступке, расположенном у оси волновода, выражено сильнее, чем для ступка у стенок волновода. При этом положение максимума амплитуды поля в ступке определяется продольной неоднородностью ступка. Резонансное взаимодействие ступка плазмы с электромагнитной волной в волноводе обнаружено также экспериментально в работе /15/.

Полученные результаты подтверждают возможность радиальной фокусировки пучков в поле волны H_{01} (описание соответствующего эксперимента приведено в работе /16/). Для фокусировки частиц в пучке /17/ ($\beta\gamma = 5$) требуется, чтобы

$$E_0 > \frac{16\pi m_0 c \beta}{5e}, \quad (9)$$

где E_0 — минимальное значение поля, которое необходимо для фокусировки. Это условие при заданных β выполняется при значениях E_0 , соответствующих резонансному усилению волн в пучке. За счет усиления поля в ступке и его пространственной локализации может быть осуществлено разделение кольцевого ступка на ступки с малыми продольными размерами.

Получены распределения полей в ступке по координатам r и z в зависимости от скорости движения ступка вдоль оси волновода. Кроме того, исследовано поведение плотности энергии волн в ступке в зависимости от параметров системы ступок-волновод с целью выяснения возможности продольной фокусировки ступков высокочастотной потенциальной ямой и нахождения оптимальной радиационной ускоряющей силы F_z , действующей на ступок.

В § I четвертой главы получены уравнения, описывающие рассеяние электромагнитных волн на слабо-нелинейном ступке, помещенном в круглый волновод. Для этого используется разложение диэлектрической проницаемости ступка в ряд по степеням напряженности электрического поля

$$\epsilon = \epsilon_0 + \alpha |E|^2 + \dots \quad (10)$$

Путем подстановки (10) в интегралы рассеяния найдены поправки к интегралам рассеяния и поправки к амплитудам волн, связанные со слабой нелинейностью ступка.

В § 2 четвертой главы описана методика и результаты математического моделирования на ЭМ газовой фокусировки цилиндрических

токовых слоев. В отличие от используемого рядом авторов метода плоских заряженных слоев /18-21/, разработан метод цилиндрических токовых слоев, который позволяет более полно отразить цилиндрическую форму пучка заряженных частиц.

Так как сила взаимодействия между двумя движущимися с одинаковой скоростью зарядами есть

$$F(r) = -\frac{e^2}{r^2} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right), \quad (II)$$

где первый член соответствует электростатическому отталкиванию, а второй магнитному стягиванию, то притяжение двух скомпенсированных токов может быть смоделировано как электростатическое притяжение с эффективным зарядом $e_{эфф}^2 = -e^2\beta^2$.

Поведение системы укрупненных частиц /22/ описывается следующей системой уравнений движения:

$$\begin{aligned} \frac{dx_i}{dt} &= x_{i+N}, \\ \frac{dx_{i+N}}{dt} &= -(\beta_0/4\pi\gamma_0) F(x_i, x_j), \quad i, j = 1, \dots, N, \end{aligned} \quad (I2)$$

где N - число укрупненных частиц ($N = 25; 100$), x_i - координата центра i -ой укрупненной частицы, x_{i+N} - ее скорость, γ_0 - релятивистский фактор. В качестве начальных данных рассматривался случай равномерного по r распределения покоящихся укрупненных частиц.

В результате моделирования выяснено, что максимальный радиус системы укрупненных частиц совершает колебания около некоторого среднего значения, не превышающего исходный радиус наружного цилиндрического слоя. При этом укрупненные частицы совершают нелинейные колебания в самосогласованном поле и кинетическая энергия частиц перераспределяется между ними, то есть происходит нелинейная стохастизация движения.

В пятой главе описано математическое обеспечение для численного исследования рассеяния электромагнитных волн на кольцевых заряженных сгустках в круглом волноводе /23,24/, а также программа для математического моделирования газовой фокусировки цилиндрических токовых слоев.

В §§ 1-2 пятой главы описаны программы, предназначенные для табулирования подынтегральных выражений интегралов рассеяния. В связи с тем, что аргументы функций Бесселя в интегралах рассеяния

имеют специальный вид и изменяются в пределах интегрирования с переменным масштабом, значения ФБ вычисляются с помощью специальной программы. Программа STORE служит для табулирования ФБ и их производных. Программа PRODUCT, используя результаты работы программы STORE, табулирует подынтегральные выражения интегралов рассеяния.

В § 3 пятой главы описана программа, предназначенная для вычисления интегралов рассеяния групповым методом. Процедура интегрирования сводится к последовательному считыванию записей программы PRODUCT для текущих значений аргумента. Такой подход исключает повторное вычисление значений подынтегральных выражений при изменении индексов ФБ, что существенно сокращает время счета.

В § 4 пятой главы описана программа, предназначенная для численного интегрирования системы дифференциальных уравнений для амплитуд. В этой программе реализован алгоритм решения двухточечной краевой задачи для амплитуд методом стрельбы.

В § 5 пятой главы описана программа для численного моделирования на ЭВМ газовой фокусировки цилиндрических токовых слоев, в которой предусмотрена возможность вывода на дисплей со световым карандашом изображения фазовой плоскости "координата-скорость" с целью наблюдения за поведением системы укрупненных частиц в динамике.

Перечисленные программы написаны на языке FORTRAN-63 и автокоде CODAP-I для ЭВМ СДС I604-A. Программы комплекса имеют модульную структуру, что существенно ускорило их написание и отладку. Во всех перечисленных программах предусмотрена возможность общения с ЭВМ в режиме диалога с помощью пультового теле-тайпа.

В диссертации получены следующие основные результаты:

1) При помощи выражений для запаздывающих потенциалов решена задача о возбуждении полей кольцевыми сгустками в круглом волноводе. Выписаны выражения для полей и токов, возбуждаемых кольцевыми сгустками в круглом волноводе; рассчитаны силы, действующие со стороны волны на движущейся кольцевой сгусток с зарядами и

токама; найдены плотности энергии полей, возбуждаемых такими кольцевыми сгустками. Получена зависимость амплитуд волн от продольной координаты z внутри сгустка.

2. При рассеянии волн на сгустках с определенными типами симметрии наблюдается взаимодействие лишь между волнами, принадлежащими к определенным обособленным группам. Для малых отклонений от симметрии сгустка приближенное решение задачи рассеяния найдено методом теории возмущений. Этим методом решена задача о рассеянии волн на сгустке, имеющем резкие границы по z и по r вблизи стенок или оси волновода, а также задача о рассеянии волн на слабо-неоднородном диэлектрике в круглом волноводе. Получены правила отбора и условия реализации многоканального рассеяния.

3. Проведено численное исследование рассеяния электромагнитных волн на однородных и продольно-неоднородных кольцевых азимутально-симметричных сгустках зарядов, помещенных в круглый волновод. Показано, что при совпадающих краевых условиях на волны, движущиеся в противоположных направлениях (\pm), имеет место усиление одних волн за счет ослабления других, при этом суммарное поле в сгустке осциллирует около некоторого среднего значения. В случае, когда краевые условия на волны (\pm) при $z = 0$ совпадают, имеет место усиление поля в сгустке. Это усиление максимально для широкого по r сгустка и минимально для сгустка, расположенного у стенок волновода. Максимальная амплитуда поля в сгустке зависит от параметров сгустка и типа рассеянных волн, а также определяется поперечными размерами сгустка и волновода.

При рассеянии волн на продольно-неоднородном сгустке расчет предсказывает наличие максимума поля и плотности энергии внутри сгустка, помещенного в волновод ("пространственная фокусировка" поля).

4. Получено распределение полей в сгустках, оптимальное для осуществления радиационного ускорения сгустков, а также их продольной фокусировки высокочастотной потенциальной ямой.

5. Выведены уравнения, описывающие рассеяние ТЕ- и ТМ-волн на слабо-нелинейном сгустке. Разработана методика и выполнено математическое моделирование на ЭВМ нелинейной газовой фокусировки цилиндрических токовых слоев.

6. Создано математическое обеспечение для численного исследования рассеяния электромагнитных волн на кольцевых заряженных

сгустках в круглом волноводе. Программы, входящие в состав математического обеспечения, имеют модульную структуру. Кроме того, в них предусмотрен режим диалога с ЭВМ с помощью пультового теле-тайпа. Создана программа для математического моделирования на ЭВМ нелинейной газовой фокусировки цилиндрических токовых слоев, в которой предусмотрен вывод изображения фазовой плоскости "координата-скорость" на дисплей со световым карандашом для ЭВМ СДС I604-A.

Основное содержание диссертации опубликовано в работах /5, 9-II, 13, 14, 23, 24/. Полученные результаты докладывались на Совещании по программированию и математическим методам решения физических задач (Дубна, 1973), на конференции "Ломоносовские чтения" (МГУ, 1975), на конференции по разработке и практическому применению электронных ускорителей (Томск, 1975), а также на семинарах в Отделе вычислительной математики ЛВТА и в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И.Векслер. Атомная энергия, т.5, вып.2, стр. 427, 1957.
В.И.Векслер, В.П.Саранцев и др. ОИЯИ, 9-3440-2, 1968.
2. М.С.Рабинович. Труды всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Москва, 9-16 октября 1968 г., т.П, стр.473, М., 1970.
3. T. Consoли. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Novosibirsk, august 1968. vol. 2, p. 361, Vienna, 1969.
4. В.И.Векслер, И.Р.Геккер и др. Труды ФИАН, т.32, стр. 60, М., "Наука", 1966.
5. А.Ш.Иркегулов, Э.И.Уразаков, А.Б.Швачка, О.А.Швачка. ОИЯИ, 9-7903, Дубна, 1974.
6. А.Н.Кондратенко, В.И.Мирошниченко. ЖТФ, т.35, вып.12, стр. 2154, 1965.
7. А.Н.Кондратенко. ЖТФ, т.38, вып.11, стр. 1835, 1968.
8. Л.П.Игушкин, Э.И.Уразаков. Цилиндрические электромагнитные поля и плазменные сгустки. Препринт НИИЯФ МГУ, М., 1969.
Э.И.Уразаков. Вестник МГУ, сер. физ., астроном., т.15, № 4, стр.386, 1974.

9. А.Ш.Иркегулов, Э.И.Уразаков, А.Б.Швачка. Известия АН КазССР, сер. физ.-мат., № 2, стр. 43, 1975.
10. А.Ш.Иркегулов, Э.И.Уразаков, А.Б.Швачка, О.А.Швачка. ОИЯИ, Р9-7951, Дубна, 1974.
11. А.Ш.Иркегулов, Э.И.Уразаков, А.Б.Швачка. Сопещение по программированию и математическим методам решения физических задач. ОИЯИ, Д10-7707, Дубна, 1974.
12. М.С.Рабинович, В.Н.Цытович. Труды ФИАН, т.66, стр.7, М., "Наука", 1973.
13. А.Б.Швачка, Э.И.Уразаков. ОИЯИ, Р9-8477, Дубна, 1975.
14. А.Б.Швачка, Э.И.Уразаков. ОИЯИ, Р9-8478, Дубна, 1975.
15. Б.П.Кононов. ЖТФ, т.35, вып.1, стр.47, 1965.
16. К.Ф.Сергейчев, И.Р.Геккер. Труды ФИАН, т.73, стр.3, М., "Наука", 1974.
17. К.А.Решетникова. ОИЯИ, 9-8120, Дубна, 1974.
18. А.М.Газетова, Ю.В.Катышев, В.Г.Маханьков. ОИЯИ, Р11-8435, Дубна, 1974.
19. А.М.Газетова, Е.П.Жидков и др. ОИЯИ, Р11-7299, Дубна, 1973.
20. J.M. Dawson, C.G. Hsi, R. Shaney. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Novosibirsk, August 1968. vol. I, p. 735, Vienna, 1969.
21. Ю.Н.Днестровский, Д.П.Костомаров. Проблемы теории плазмы. Труды конференции по теории плазмы. Киев, 19-23 октября 1971г., стр.372, 1972.
22. Вычислительные методы в физике плазмы. Под ред. Б.Олдера, С.Фернбаха и М.Ротенберга. стр.29, М., "Мир", 1974.
23. Е.П.Жидков, А.Б.Швачка. ОИЯИ, Р11-8306, Дубна, 1974.
24. Е.П.Жидков, А.Б.Швачка. ОИЯИ, Р11-8307, Дубна, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 октября 1975 года.