



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

2080 / 2-80

12/5-80

P9 - 13057

Ю.И.Алексахин, Н.Ю.Казаринов

ОБ ИМПЕДАНСЕ ЭЛЕКТРОННОГО КОЛЬЦА  
В РЕЗОНАТОРЕ С КОНЕЧНОЙ ДОБРОТНОСТЬЮ

*Направлено в ЖТФ*

1980

В экспериментах <sup>1/</sup> была доказана возможность коллективного ускорения тяжелых ионов в электронных кольцах. Дальнейшее развитие коллективного метода связано в первую очередь с повышением напряженности ускоряющего ионы электрического поля кольца за счет увеличения числа электронов.

Число электронов в кольце  $N_e$  ограничивается требованиями когерентной устойчивости, в частности, условием устойчивости продольного /азимутального/ движения электронов <sup>2/</sup>:

$$N_e < \frac{\pi \gamma_0 r_0}{4 r_{кл} Q_r} \left| \frac{Z_n}{n Z_0} \right|^{-1} \left( \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \right)^2, \quad /1/$$

где  $r_0$  - радиус кольца,  $\gamma_0$  - релятивистский фактор вращательного движения электронов,  $r_{кл} = \frac{e^2}{mc^2}$  - классический радиус электрона,  $Q_r$  - относительная частота радиальных бетатронных колебаний,  $Z_n$  - импеданс электронного кольца,  $Z_0 = 4\pi/c$  - импеданс свободного пространства / $Z_0 = 120\pi$  Ом в единицах СИ/,  $\Delta \epsilon / \epsilon$  - относительный энергетический разброс электронов в кольце.

Импеданс электронного кольца определяется соотношением

$$Z_n = - \frac{2\pi_0 E_{n\theta}}{I_n}, \quad /2/$$

где  $I_n$ ,  $E_{n\theta} \sim e^{i(n\theta - \Omega t)}$  -  $n$ -ые азимутальные гармоники тока кольца и генерируемого им продольного электрического поля, усредненного по сечению кольца.

В работах <sup>3,4/</sup> показано, что, экранируя кольцо близкими проводящими стенками, можно добиться существенного уменьшения импеданса на гармониках:

$$n < \frac{\pi r_0}{h}, \quad /3/$$

где  $h$  - расстояние между стенками. В связи с этим сжатие электронных колец проводится в узких металлических камерах /  $h/b \ll 1$ , где  $b$  - радиус камеры/. Вместе с тем для высоких гармоник  $n$  возможны резонансы на собственных модах камеры, на этих гармониках импеданс в случае высокой добротности камеры может значительно превышать импеданс свободного пространства. По мере сжатия электронного кольца становятся резонансными все более

низкие гармоники частоты обращения. Определение импеданса кольца на резонансных гармониках является важной задачей, так как именно в резонансах достигается максимальное значение  $|Z_n|/h$ , определяющее пороговое число электронов в кольце.

Выражения для инкрементов резонансной неустойчивости были получены в работах <sup>/5,6/</sup>. В указанных работах, однако, учитывалось взаимодействие только с резонансной модой, что справедливо лишь в случае высокой добротности камеры. При снижении добротности /что необходимо для устойчивости кольца с большим числом электронов/ происходит перекрытие резонансных линий <sup>/7/</sup>, и результаты работ <sup>/5,6/</sup> теряют применимость.

В настоящей работе исследуется влияние конечной добротности камеры на импеданс кольца. Предполагается, что камера образована плоскими параллельными боковыми стенками проводимости  $\sigma$ , расположенными на расстоянии  $\pm h/2$  от медианной плоскости  $z=0$ , и цилиндрической идеально проводящей поверхностью /обечайкой/ радиуса  $b$ .

Импеданс электронного кольца <sup>/2/</sup>, как известно <sup>/7/</sup>, может быть представлен в виде суммы двух слагаемых. Первое - квазистатическая часть импеданса:

$$\frac{Z_n^{st}}{nZ_0} = \frac{i}{2\beta_0\gamma_0^2} (L' + 1),$$

где  $L'$  - индуктивность на единицу длины,  $\beta_0 = (1 - 1/\gamma_0^2)^{1/2}$ , логарифмически зависит от размеров поперечного сечения кольца и мало при ультрарелятивистских энергиях электронов  $\gamma_0 \gg 1$ . Второе - назовем его волновой частью импеданса - практически не зависит от энергии электронов и малых размеров кольца.

Интересуясь только волновой частью импеданса, будем считать кольцо бесконечно тонким, так что для возмущения плотности тока  $j_{n\theta}$  и заряда  $\rho_n$  кольца имеем

$$j_{n\theta} = I_n \delta(r - r_0) \delta(z) e^{i(n\theta - \Omega t)}, \quad \rho_n = \frac{n}{\Omega r} j_{n\theta}. \quad /4/$$

При вычислении электромагнитного поля в качестве граничных условий на боковых стенках выберем условия Леонтовича:

$$\vec{E}_t = \xi [\vec{H}_t \vec{n}]|_{z = \pm h/2}, \quad /5/$$

где  $\vec{E}_t, \vec{H}_t$  - тангенциальные составляющие напряженностей электромагнитного поля,  $\vec{n}$  - нормаль к поверхности, направленная внутрь металла,  $\xi = (1-i) \sqrt{\frac{\Omega}{8\pi\sigma}} = (1-i) \xi_0$  - поверхностный импеданс металла.

Решение уравнений Максвелла с граничными условиями <sup>/5/</sup> /см. Приложение/ приводит к следующей формуле для волновой части импеданса:

$$\begin{aligned} \tilde{Z}_n = \frac{Z_n}{nZ_0} = i \frac{4\pi r_0}{b^2} \left\{ \sum_{q=1}^{\infty} \frac{k^2 - k_{rE}^2}{k^2 - k_{nE}^2} \cdot \frac{J_n^2(k_{rE} r_0)}{k_{rE}^2 N_{sE}^2} \cdot \frac{[\phi'_{qE}(z=0)]^2}{M_{qE}} + \right. \\ \left. + \frac{1}{k^2 - k_{nH}^2} \cdot \frac{J_n^2(k_{rH} r_0)}{N_{sH}^2} \cdot \frac{[\phi_{qH}(z=0)]^2}{M_{qH}} \right\} - \frac{\pi i}{2} [1 - (\frac{r_0}{b})^{2n}] \frac{\xi}{1 - i\xi \frac{nh}{2r_0}}, \end{aligned} \quad /6/$$

где  $J_n(x)$  - функция Бесселя, штрих означает производную по аргументу,

$$N_{sE} = J_n^2(\mu_{ns}^E), \quad N_{sH} = [1 - (\frac{n}{\mu_{ns}^H})^2] J_n^2(\mu_{ns}^H) \quad /7/$$

- нормировочные множители,  $J_n(\mu_{ns}^E) = 0, J_n'(\mu_{ns}^H) = 0,$

$$k = \frac{\Omega}{c}, \quad k_{rE,H} = \frac{\mu_{ns}^{E,H}}{b}, \quad k_{nE,H} = (\lambda_{qE,H}^2 + k_{rE,H}^2)^{1/2}. \quad /8/$$

Выражения для аксиальных собственных функций  $\phi_{qE,H}(z)$ , собственных значений  $\lambda_{qE,H}$  и нормировочных коэффициентов  $M_{qE,H}$  приведены в Приложении. В линейном по  $\xi$  приближении собственные значения  $\lambda_{qE,H}$  имеют вид

$$\lambda_{qE} = \lambda_{q0} (1 - \frac{2i\xi k}{\lambda_{q0}^2 h}), \quad \lambda_{qH} = \lambda_{q0} (1 - \frac{2i\xi}{kh}), \quad /9/$$

где  $\lambda_{q0} = \frac{\pi(2q-1)}{h}$ .

При  $\xi=0$  импеданс <sup>/6/</sup> переходит в формулу, полученную с помощью разложения в ряд по собственным функциям идеально проводящего резонатора <sup>/7/</sup>.

Резонансные знаменатели в <sup>/6/</sup> при  $k \approx k_{nE,H}$  представляются в виде

$$k^2 - k_{nE,H}^2 = k^2 - k_{рез. E,H}^2 + \frac{ikk_{рез. E,H}}{Q_{E,H}}, \quad /10/$$

где  $k_{рез. E,H} = (k_{rE,H}^2 + \lambda_{q0}^2)^{1/2}$ , а  $Q_{E,H}$  - добротности соответствующих мод. Используя соотношения <sup>/8/</sup>-<sup>/10/</sup>, получим

$$Q_E^{-1} = \frac{4\xi_0}{hk_{рез.Е}}, \quad Q_H^{-1} = 4 \frac{\lambda_{q0}^2 \xi_0}{hk_{рез.Н}^2} \quad /11/$$

Отметим, что добротность резонатора увеличивается с ростом номеров  $s$  и  $q$ , причем с увеличением номера  $s$   $Q_H$  растет существенно быстрее, чем  $Q_E^*$ .

Проводя в формуле /6/ суммирование по индексу  $s$  /7/, имеем

$$\begin{aligned} \tilde{Z}_n = i\pi^2 r_0 \sum_{q=1}^{\infty} \left\{ \frac{\phi_{qE}^{\prime 2}(0) \lambda_{qE}^2}{\chi_{qE}^2 M_{qE}} J_n(\chi_{qE} r_0) [Y_n(\chi_{qE} r_0) - J_n(\chi_{qE} r_0) D_{nE}(\chi_{qE} b)] + \right. \\ \left. + \frac{\phi_{qH}^2(0)}{M_{qH}} J_n'(\chi_{qH} r_0) [Y_n'(\chi_{qH} r_0) - J_n'(\chi_{qH} r_0) D_{nH}(\chi_{qH} b)] \right\}, \quad /12/ \end{aligned}$$

где

$$D_{nE}(x) = \frac{Y_n(x)}{J_n(x)}, \quad D_{nH}(x) = \frac{Y_n'(x)}{J_n'(x)}, \quad \chi_{qE,H} = (k^2 - \lambda_{qE,H}^2)^{1/2}$$

Если же в /6/ провести суммирование по индексу  $q$  /см. Приложение/, то

$$\begin{aligned} \tilde{Z}_n = -i \frac{2\pi r_0}{b^2} \sum_{s=1}^{\infty} \left[ \frac{J_n^2(k_{rE} r_0)}{N_{sE}} \cdot \frac{\chi_{sE}}{k_{rE}^2} \cdot \frac{\sin \chi_{sE} \frac{h}{2} + i\xi \frac{k}{\chi_{sE}} \cos \chi_{sE} \frac{h}{2}}{\cos \chi_{sE} \frac{h}{2} - i\xi \frac{k}{\chi_{sE}} \sin \chi_{sE} \frac{h}{2}} + \right. \\ \left. + \frac{J_n^2(k_{rH} r_0)}{N_{sH} \chi_{sH}} \cdot \frac{\sin \chi_{sH} \frac{h}{2} + i\xi \frac{\chi_{sH}}{k} \cos \chi_{sH} \frac{h}{2}}{\cos \chi_{sH} \frac{h}{2} - i\xi \frac{\chi_{sH}}{k} \sin \chi_{sH} \frac{h}{2}} \right], \quad /13/ \end{aligned}$$

где  $\chi_{sE,H} = (k^2 - k_{rE,H}^2)^{1/2}$ . В линейном по  $\xi$  приближении формулы /12/, /13/ совпадают с полученными в /7/ с помощью теории возмущений.

Интересуясь областью частот, близких к собственным частотам резонатора ( $b\chi_{qE,H} \sim \mu_{ns}^{E,H} > n$ ). функции  $J_n, Y_n$  в коэффициентах  $D_{nE,H}$  можем заменить их асимптотическими выражениями для больших значений аргумента. Тогда для частот, близких к резонансным для  $E$ -волн ( $k \approx k_{рез.Е}$ ),  $D_{nE} \approx i\text{cth} \kappa_E$ ,  $D_{nH} \approx i\text{th} \kappa_E$ ; при  $k \approx k_{рез.Н}$ ,  $D_{nE} \approx i\text{th} \kappa_H$ ,  $D_{nH} \approx i\text{cth} \kappa_H$ . Величины  $\kappa_{E,H}$  связаны с добротностями /11/:

\* Учет конечной проводимости обечайки приводит к одинаковому закону изменения  $Q_{E,H}$  при больших  $s$  /7/.

$$\kappa_{E,H} = \frac{b}{2} \cdot \frac{k_{рез.Е,H}^2}{k_{rE,H} Q_{E,H}} \quad /14/$$

Рассматривая отношение  $k_{рез.Е,H}^2 / k_r$  как функцию  $k_r$ , имеем  $(k_{рез.Е,H}^2 / k_r)_{min} = 2(2q-1) \frac{\pi}{h}$ , следовательно

$$\kappa_{E,H} > (2q-1) \frac{\pi b}{h} \cdot \frac{1}{Q_{E,H}} \quad /15/$$

В случае высокой добротности камеры ( $\kappa_{E,H} \ll 1$ ) в окрестности резонанса  $k = k_{рез.Е,H}$  импеданс может быть представлен в виде /7/:

$$\tilde{Z}_n = 2QR_n + iP_n$$

где  $R_n$  - коэффициент связи с резонансной модой,  $iP_n$  - вклад нерезонансных мод в импеданс.

В узком резонаторе ( $h/b \ll 1$ ) спектр собственных частот разбивается на последовательности близко расположенных значений, соответствующих одинаковым номерам  $q$  и разным  $s$ ; частоты, соответствующие разным  $q$  и одинаковым  $s$ , сильно разнесены. Учитывая близость резонансных радиусов, отвечающих номерам  $s$  и  $s+1$ , в узком резонаторе коэффициенты связи  $R_n$  можем рассматривать как функции радиуса кольца  $r_0$ ; для  $s \gg 1$

$$R_{nE,H} \approx \frac{h}{(2q-1)^2 b} \Phi_{nE,H}(v) \quad /16/$$

где

$$v = \frac{\pi(2q-1)r_0}{h}$$

$$\Phi_{nE} = \frac{2nv^4}{\sqrt{1-v^2}} J_n^2(n\sqrt{1-v^2}) \quad /17a/$$

$$\Phi_{nH} = 2nv^2 \sqrt{1-v^2} J_n'^2(n\sqrt{1-v^2}) \quad /17b/$$

Из формул /16/, /17/ следует, что

1/ резонансы на модах с  $q > 1$  значительно слабее, чем на модах с  $q = 1$ ;

2/ резонансы на модах с данным  $q$  тем слабее, чем ближе к кольцу расположены боковые стенки камеры /то есть чем меньше отношение  $h/b$  /.

Воспользовавшись "приближением тангенсами" /8/ для функций Бесселя, входящих в /17/, получим следующую аппроксимацию для  $\Phi_{nE,H}$  при  $nv^3 \gg 1$ :

$$\Phi_{nE,H} - \Phi_n(v) = \frac{1}{\pi} v^3 e^{2nv} \frac{(1-v)^{n-1/2}}{(1+v)^{n+1/2}} \quad /18/$$

Для данного  $n$  функция  $\Phi_n(v)$  достигает максимума \* при

$$v = v_{\max}(n) \approx \left(\frac{3}{2n}\right)^{1/3} \left[1 - \frac{2}{9} \left(\frac{3}{2n}\right)^{2/3}\right] \quad /19/$$

С уменьшением добротности  $Q$  реальная часть импеданса убывает пропорционально  $Q$  до тех пор, пока выполнено условие  $\kappa \ll 1$ . Если  $\kappa_{E,H} > 1$ , что, согласно /15/, имеет место при добротностях  $Q < \pi b/h$ , то  $D_{nE,H} \approx i$  для всех мод с  $\text{Re} \chi_n^E > 0$ , и импеданс /12/ при  $b-r_0 \gg h$  перестает зависеть от добротности и отношения  $h/b$  и выходит на значение, совпадающее с импедансом кольца, экранированного двумя бесконечно протяженными параллельными пластинами /4/\*\*. Независимость импеданса от добротности при малых ее значениях объясняется тем, что при уменьшении  $Q$  до значений, соответствующих  $\kappa \sim 1$ , происходит перекрытие резонансных линий, причем число перекрывающихся линий растет как  $1/Q$ .

На рис.1 показана зависимость модуля импеданса кольца, экранированного двумя идеально проводящими пластинами, от отношения  $\frac{nh}{\pi r_0}$  для нечетных гармоник  $n$ . Пунктиром показан модуль импеданса кольца в свободном пространстве. Как следует из графиков, максимальное значение импеданса кольца, экранированного бесконечными пластинами /нижний предел, к которому стремится импеданс кольца в узком резонаторе с уменьшением  $Q$ /, превосходит модуль импеданса кольца в свободном пространстве на данной гармонике. Для  $n=1$  максимальное значение импеданса достигается при  $v = \frac{\pi r_0}{nh} = 1$ , при этом  $\text{Re} \tilde{Z}_1 = \pi$ , а  $\text{Im} \tilde{Z}_1$  логарифмически расходится. Для  $n \gg 1$  максимальное значение импеданса достигается при  $v \approx n^{-1/3}$  и убывает с ростом  $n$  как  $1,3 \cdot n^{-2/3}$ . На малых радиусах,  $nv^3 \ll 1$ , импеданс выходит на значение, соответствующее незэкранированному кольцу.

На рис.2 показана зависимость  $\tilde{Z}_{\max}(r_0/h)$ , соответствующая максимуму  $|\tilde{Z}_n|$  как функции  $n$  при фиксированном  $r_0/h$ . Точками показаны номера гармоник  $n_{\max}(r_0/h)$ , для которых импеданс

\* Зависимость максимального коэффициента связи  $R_{n\max}$  от номера гармоники  $n$  приведена в работе /9/.

\*\* Этот вывод не зависит от способа уменьшения добротности. К аналогичному результату приводит феноменологическое введение добротности в выражение для импеданса кольца в идеально проводящем резонаторе /7/.

максимален. При  $r_0 > h$  с хорошей точностью  $\tilde{Z}_{\max} = 0,4 \frac{h}{r_0}$  или в единицах СИ  $\left(\frac{|\tilde{Z}_n|}{n}\right)_{\max} = 150 \frac{h}{r_0} / \text{Ом}/ \quad /20/$

Итак, для уменьшения величины импеданса боковые стенки камеры следует располагать как можно ближе к кольцу и уменьшать добротность камеры на резонансных гармониках до значений  $Q \leq \frac{\pi b}{h}$ . Проведем численную оценку. Пусть  $\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} = 10\%$ ,  $\gamma_0 r_0 = 200$  см,  $Q_r = 1$ ,  $r_0/h = 1,2$ . Тогда, согласно /1/ и /20/,  $N_e \leq 1,7 \cdot 10^{13}$ .

Авторы благодарны Э.А.Перельштейну и Б.Г.Щиннову за интерес к работе и полезные замечания.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Напряженности электромагнитного поля в резонаторе удовлетворяют волновым уравнениям с источниками

$$\Delta \vec{E} + k^2 \vec{E} = 4\pi \text{grad} \rho + \frac{4\pi k}{c} \vec{j} \quad /П.1/$$

$$\Delta \vec{H} + k^2 \vec{H} = -\frac{4\pi}{c} \text{rot} \vec{j}$$

с граничными условиями  $H_n = 0, E_t = 0$  на обечайке и условием /5/ на боковых стенках:

$$E_{\theta} \pm \xi H_r = 0, E_r \mp \xi H_{\theta} = 0, z = \pm \frac{h}{2} \quad /П.2/$$

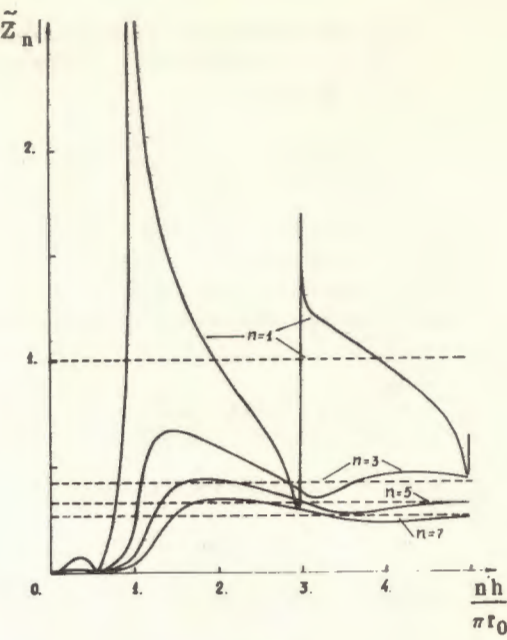


Рис.1

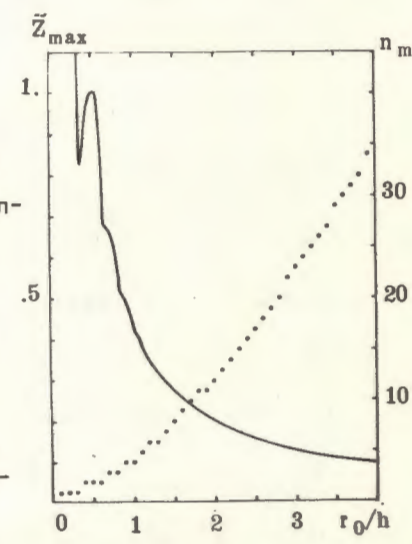


Рис.2

Воспользовавшись уравнениями Максвелла  $\text{div} \vec{E} = 0$  и  $\text{div} \vec{H} = 0$  /в области, свободной от зарядов и токов/, приведем условия /П.2/ к виду

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} + i\xi k E_z = 0, \quad \xi \frac{\partial H_z}{\partial z} + ik H_z = 0, \quad z = \pm \frac{h}{2}. \quad /П.3/$$

Таким образом, задача сводится к нахождению  $E_z$ ,  $H_z$ -компоненты напряженностей полей.

Аксиальная зависимость полей будет определяться системой собственных функций  $\{\phi_q(z)\}$  граничной задачи:

$$\frac{d^2 \phi}{dz^2} + \lambda^2 \phi = 0, \quad a \frac{d\phi}{dz} + b\phi = 0, \quad z = \pm \frac{h}{2}, \quad /П.4/$$

решение которой имеет вид

$$\phi_q = a \lambda_q \cos \lambda_q \left(z - \frac{h}{2}\right) + b \sin \lambda_q \left(z - \frac{h}{2}\right). \quad /П.5/$$

Собственные значения  $\lambda_q$  являются корнями уравнения

$$(a^2 \lambda^2 - b^2) \sin \lambda h + 2ab \lambda \cos \lambda h = 0. \quad /П.6/$$

Собственные функции /П.5/ удовлетворяют условию ортогональности

$$\int_{-h/2}^{h/2} \phi_q(z) \phi_{q'}(z) dz = M_q \delta_{qq'}$$

с нормой  $M_q$ , равной

$$M_q = \frac{a^2 \lambda_q^2 + b^2}{2} h - ab. \quad /П.7/$$

В случае E-волн имеем, согласно формулам /П.3/-/П.7/,

$$a_E = 1, \quad b_E = i\xi k,$$

$$\phi_{qE}(z) = \lambda_{qE} \cos \lambda_{qE} \left(z - \frac{h}{2}\right) + i\xi k \sin \lambda_{qE} \left(z - \frac{h}{2}\right), \quad /П.8/$$

$$M_{qE} = \frac{h}{2} (\lambda_{qE}^2 - \xi^2 k^2) - i\xi k,$$

$$(\lambda_{qE}^2 + \xi^2 k^2) \sin \lambda_{qE} h + 2i\xi k \lambda_{qE} \cos \lambda_{qE} h = 0.$$

И для H-волн

$$a_H = \xi, \quad b_H = ik,$$

$$\phi_{qH}(z) = \xi \lambda_{qH} \cos \lambda_{qH} \left(z - \frac{h}{2}\right) + ik \sin \lambda_{qH} \left(z - \frac{h}{2}\right), \quad /П.9/$$

$$M_{qH} = \frac{h}{2} (\xi^2 \lambda_{qH}^2 - k^2) - i\xi k,$$

$$(\xi^2 \lambda_{qH}^2 + k^2) \sin \lambda_{qH} h + 2i\xi \lambda_{qH} \cos \lambda_{qH} h = 0.$$

Приведем далее формулы суммирования по корням  $\lambda_q$ , использованные при выводе формул /6/, /12,13/. Введем функцию комплексной переменной w:

$$F(w) = [aw \cos w(X - \frac{h}{2}) + b \sin w(X - \frac{h}{2})] \times \\ \times \frac{[aw \cos w(x + \frac{h}{2}) - b \sin w(x + \frac{h}{2})]}{(w^2 - \kappa^2)[(a^2 w^2 - b^2) \sin wh + 2abw \cos wh]}, \quad -\frac{h}{2} \leq x \leq X \leq \frac{h}{2}. \quad /П.10/$$

Можно показать, что интеграл от функции  $F(w)$ , взятый по контуру, который состоит из мнимой оси и полуокружности бесконечного радиуса, охватывающей область  $\text{Re} w \geq 0$ , равен нулю. Поэтому равна нулю сумма вычетов функции  $F(w)$  в полюсах, лежащих внутри контура интегрирования. Вычисляя вычеты, имеем

$$\sum_q \frac{\phi_q(x) \phi_q(X)}{(\kappa^2 - \lambda_q^2) M_q} = \\ = \frac{[a \kappa \cos \kappa(X - \frac{h}{2}) + b \sin \kappa(X - \frac{h}{2})][a \kappa \cos \kappa(x + \frac{h}{2}) - b \sin \kappa(x + \frac{h}{2})]}{\kappa [(a^2 \kappa^2 - b^2) \sin \kappa h + 2ab \kappa \cos \kappa h]}. \quad /П.11/$$

Аналогично суммируется ряд

$$\sum_q \frac{\phi_q'(x) \phi_q'(X)}{(\kappa^2 - \lambda_q^2) M_q} = \frac{1}{\kappa^2} \cdot \frac{b}{2a - bh} - \\ - \frac{[b \cos \kappa(X - \frac{h}{2}) - a \kappa \sin \kappa(X - \frac{h}{2})][a \kappa \sin \kappa(x + \frac{h}{2}) + b \cos \kappa(x + \frac{h}{2})]}{\kappa [(a^2 \kappa^2 - b^2) \sin \kappa h + 2ab \kappa \cos \kappa h]}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Долбилев Г.В. и др. ОИЯИ, Р9-11191, Дубна, 1978.
2. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. Атомиздат, М., 1979, с.98.
3. Pellegrini C., Sessler A.M. Symp. ERA, Berkeley, Calif., 1968, p.442.
4. Бонч-Осмоловский А.Г. ОИЯИ, Р9-6318, Дубна, 1972.
5. Иванов И.Н. ОИЯИ, Р9-3474-2, Дубна, 1967.
6. Григорьев В.П., Диденко А.Н. ЖТФ, 1970, 40, с.2283.
7. Алексахин Ю.И., Корнев И.Л., Юдин Л.А. ОИЯИ, Р9-7065, Дубна, 1973.
8. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. ГИТТЛ, М., 1962, с.977.
9. Алексахин Ю.И., Саранцев В.П. ОИЯИ, Р9-7357, Дубна, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел  
29 декабря 1979 года.

## Нет ли пробелов в Вашей библиотеке?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги,  
если они не были заказаны ранее.

Р1,2-7642	Труды Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Гомель, 1973.	7 р. 15 к.
Д1,2-8405	Труды IV Международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц. Варна, 1974.	2 р. 05 к.
Р1,2-8529	Труды Международной школы-семинара молодых ученых. Актуальные проблемы физики элементарных частиц. Сочи, 1974.	2 р. 60 к.
Д6-8846	XIV совещание по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1975.	1 р. 90 к.
Д13-9164	Международное совещание по методике проволочных камер. Дубна, 1975.	4 р. 20 к.
Д1,2-9224	IV Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1975.	3 р. 60 к.
Д13-9287	Труды VIII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1975.	5 р. 00 к.
Д7-9734	Международная школа-семинар по взаимодействию тяжелых ионов с ядрами и синтезу новых элементов /Дубна, 1975/.	3 р. 00 к.
Д2-9788	Нелокальные, нелинейные и неренормируемые теории поля /Алушта, 1976/.	2 р. 40 к.
Д-9920	Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра. Дубна, 1976.	3 р. 50 к.
Д9-10500	Труды II Симпозиума по коллективным методам ускорения. Дубна, 1976.	2 р. 50 к.
Д2-10533	Труды X Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Баку, 1976.	3 р. 50 к.
Д13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
Д10,11-11264	Труды Совещания по программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
Д17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.