

В заключение отметим, что обнаруженное влияние кубической анизотропии на угловую зависимость спектра СВ в пленках с плоскостью (111), намагниченных под углом к нормали, может облегчить измерение констант анизотропии и быть использовано при оптимизации параметров устройств на основе СВ.

Авторы благодарят Дудко Г. М. за обсуждение результатов работы, Ильина С. В. за помощь в определении кристаллографических направлений.

Литература

- [1] *Берегов А. С.* // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1984. Т. 27. № 10. С. 9—16.
 [2] *Чивилева О. А., Гуревич А. Г., Эмирян Л. М.* // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 1. С. 110—115.
 [3] *Берегов А. С.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26. № 3. С. 363—369.
 [4] *Lemons R. A., Auld V. A.* // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. N 12. P. 7360—7371.
 [5] *Ванне Г. М.* // Обзоры по электротехнике. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1984. № 8 (1060). 80 с.
 [6] *Казakov Г. Т., Тихонов В. В., Зильберман П. Е.* // ФТТ. 1983. Т. 25. Вып. 8. С. 2307—2312.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР. Саратовский филиал

Поступило в Редакцию
25 декабря 1987 г.

01; 09; 10

Журнал технической физики, т. 59, в. 2, 1989 г.

ИЗЛУЧЕНИЕ СЛОЯ СИНФАЗНЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ-ОСЦИЛЛЯТОРОВ

В. Л. Братман, С. В. Самсонов

При изучении эффектов пространственного заряда в ряде разновидностей релятивистских электронных мазеров удобно ввести специфический элементарный источник в виде тонкого слоя электронов, совершающих синфазное движение по идентичным периодическим траекториям. Такой источник представляет определенный самостоятельный интерес и с точки зрения получения когерентного коротковолнового излучения. Найдем поле указанного источника, представляя его в виде бесконечной плоскости с постоянной поверхностной плотностью заряда σ , которая движется как целое, оставаясь параллельной самой себе (рис. 1). В этом случае смещения $\mathbf{r}_0(t)$ и скорости $\dot{\mathbf{r}}_0(t)$ частиц, образующих плоскость, одинаковы, а объемные плотности заряда и тока $\sigma\delta(x-x_0(t))$ и $\sigma\dot{\mathbf{r}}_0(t)\delta(x-x_0(t))$ зависят от одной пространственной координаты x и времени t .

Перпендикулярная к плоскости составляющая магнитного поля, очевидно, отсутствует ($H_x=0$), а перпендикулярная составляющая электрического поля — квазистатическое поле E_x , удовлетворяющее уравнению Пуассона, определяется выражением

$$E_x = 2\pi\sigma \operatorname{sign}(x - x_0(t)). \quad (1)$$

При произвольной зависимости тангенциальной скорости зарядов $\dot{\mathbf{r}}_{0\tau}$ от времени параллельные плоскости составляющие поля представляют собой комбинацию квазистатического магнитного поля и полей, распространяющихся в обе стороны от источника плоских волн, создаваемых соответственно постоянной и переменной составляющими тангенциального поверхностного тока $i = \sigma\dot{\mathbf{r}}_{0\tau}$. Вблизи плоскости параллельные составляющие полей удовлетворяют граничным условиям на движущейся поверхности (см., например, [1])

$$\left\{ \mathbf{H} - \frac{1}{c} [v_x \mathbf{e}_x, \mathbf{E}] \right\}_{\tau} = \frac{4\pi}{c} [i, \mathbf{e}_x],$$

$$\left\{ \mathbf{E} + \frac{1}{c} [v_x \mathbf{e}_x, \mathbf{H}] \right\}_{\tau} = 0, \quad (2)$$

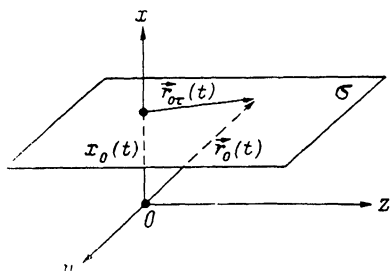


Рис. 1. Элементарный источник в виде плоскости, состоящей из зарядов, движущихся с релятивистской скоростью по идентичным траекториям.

где $\{ \dots \}_\tau$ — скачок соответствующей величины, e_x — орт оси x . Учитывая, что поле в точке x в момент времени t определяется состоянием плоскости в предшествующий момент

$$t^* = t - \frac{1}{c} |x - x_0(t^*)|, \quad (3)$$

получим выражения для параллельных компонент во всем пространстве

$$E_\tau = -2\pi\sigma \frac{\beta_\tau(t^*)}{1 - \beta_x(t^*) \text{sign}(x - x_0(t))},$$

$$H_\tau = [e_x, E_\tau] \text{sign}(x - x_0(t)). \quad (4)$$

Здесь $\beta = \dot{r}_0/c$, c — скорость света. При получении (4) учтено тождество $\text{sign}(x - x_0(t^*)) = \text{sign}(x - x_0(t))$.

Рассмотрим конкретный пример, когда заряды плоскости перемещаются периодически по замкнутым траекториям — окружностям радиуса a с частотой Ω (например, вращаются в однородном магнитостатическом поле H_z)

$$x_0 = a \cos \Omega t, \quad y_0 = a \sin \Omega t.$$

В этом случае $H_x = H_y, E_z = 0$, а отличные от нуля компоненты поля плоскости определяются выражениями

$$E_x = 2\pi\sigma s(\xi, \tau), \quad (5)$$

$$E_y = -2\pi\sigma \frac{\beta \cos \tau^*}{1 + \beta \sin \tau^* s(\xi, \tau)},$$

$$H_x = E_y s(\xi, \tau), \quad (6)$$

где $s(\xi, \tau) = \text{sign}(\xi - \beta \cos \tau)$, $\xi = x\Omega/c$, $\beta = a/c$ — безразмерная скорость частиц, $\tau = \Omega t$, $\tau^* = \Omega t^*$. Безразмерное предшествующее время τ^* определяется из трансцендентного уравнения

$$\tau^* = \tau - (\xi - \beta \cos \tau^*) s(\xi, \tau). \quad (7)$$

Поле излучения E_y, H_x , описываемое формулами (6), очевидно, представляет собой результат когерентного сложения циклотронного излучения отдельных зарядов. Согласно (6), плоскость испускает, вообще говоря, несинусоидальные плоские волны, мгновенные значения полей в которых определяются как величиной поверхностного тока $i_y = c\sigma\beta \cos \tau^*$ в соответствующий предшествующий момент, так и доплеровским фактором $(1 + \beta \sin \tau^* s(\xi, \tau))^{-1}$, обусловленным движением источника в направлении излучения. Максимум амплитуды волны

$$E_{y \max} = 2\pi\sigma\beta\gamma \quad (8)$$

достигается, когда $i_y(\tau^*)$ в γ раз меньше своего максимального значения. Здесь $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ — релятивистский масс-фактор частиц.

Из (8) ясно, что при слабoreлятивистской скорости $\beta \ll 1$ амплитуда волны существенно меньше квазистатического поля E_x . При этом характерный масштаб неоднородности поля волны $\lambda = c/\Omega$ много больше радиуса вращения частиц, и движение плоскости вдоль оси x мало сказывается на форме волны, которая определяется главным образом гармоническим поверхностным током. В этом случае амплитуды высших гармоник очень малы $E_{yn} \sim E_{y1} \beta^{(n-1)}$.

При ультрарелятивистской скорости частиц $\beta \approx 1$, когда $\gamma \gg 1$, излучаются существенно негармонические волны (рис. 2) с амплитудой, в γ раз превышающей E_x . Максимуму амплитуды соответствует такой предшествующий момент τ^* , когда поверхностный ток очень мал, а плоскость движется почти в направлении излучения. Через время $\Delta \tau^* = \gamma^{-1}$, когда ток обращается в нуль, электрическое поле волны также проходит через нуль и меняет направление. В результате образуется резкий скачок электрического поля (рис. 2). Когда плоскость

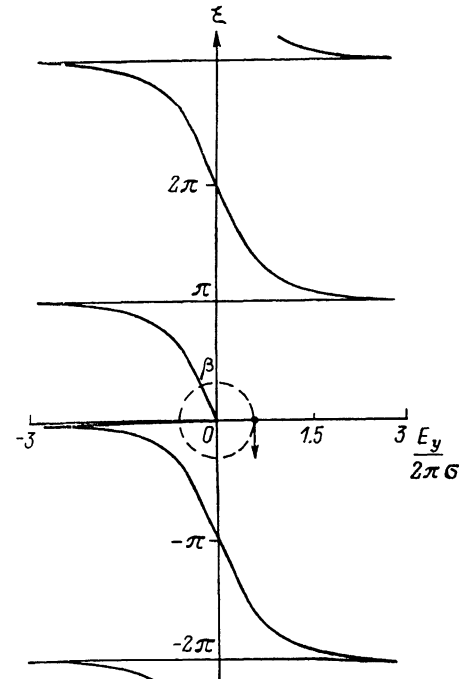


Рис. 2. Мгновенное распределение вихревого поля E_y для плоскости, образованной зарядами, движущимися по окружностям ($\gamma=3$, $\tau=\pi/2$; в центре показано положение одного из зарядов).

излучаемая волна двигаются в разных направлениях, образуется более плавный участок изменения поля. Таким образом, при ультрарелятивистской скорости зарядов поле излучения представляет собой последовательность узких импульсов с шириной по ξ на уровне половинной амплитуды

$$\Delta\xi = 2\sqrt{3}\gamma^{-3}. \quad (9)$$

В отличие от синхротронного излучения одного заряда эти импульсы имеют пологие «хвосты», наличие которых обусловлено тем, что в точку наблюдения наряду с излучением ближайших зарядов попадает также (с запаздыванием) излучение удаленных зарядов.

При $|x| > a$ поле излучения легко представить в виде набора Фурье-гармоник с частотами, кратными частоте обращения частиц

$$E_y = 2\pi\beta i \sum_{n=-\infty}^{\infty} J'_n(n\beta) e^{in(\omega t - kx + \pi/2)}. \quad (10)$$

В отличие от спектра излучения одного заряда распределение амплитуд гармоник для движущейся плоскости дается функцией $J'_n(n\beta)$, а не $nJ'_n(n\beta)$; соответственно максимум излучения приходится не на высокую гармонику с номером $n \sim \gamma^3$, а на основную частоту. В то же время ширина спектра в соответствии с формулой (9) остается той же величиной порядка γ^3 , как и для одного заряда.

Авторы благодарны Э. Б. Абубакирову и М. И. Петелину за полезные обсуждения.

Литература

- [1] Бредов М. М., Румянцев В. В., Топтыгин И. Н. Классическая электродинамика. М.: Наука, 1985. 399 с.

Институт прикладной физики АН СССР
Горький

Поступило в Редакцию
31 декабря 1987 г.

05; 06; 08; 10

Журнал технической физики, т. 59, в. 2, 1989 г.

ОРИЕНТАЦИОННОЕ АКУСТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОЛСТОМ КРИСТАЛЛЕ КРЕМНИЯ

А. Н. Алейник, С. Г. Афанасьев, С. А. Воробьев, В. Н. Забаев,
С. И. Ильин, Б. Н. Калинин, А. П. Потылицын

Ориентационное акустическое излучение, возникающее в монокристаллах при движении быстрых электронов вблизи кристаллографических осей, экспериментально исследовалось в работах [1-3]. Как показано в [4], при прохождении пучков заряженных частиц через кристаллы упругие волны в них могут возбуждаться через следующие механизмы: а) благодаря возникающим в кристалле термоупругим напряжениям вследствие потерь энергии заряженными частицами (термоупругий механизм); б) в процессе передачи частицами пучка поперечного импульса мишени (динамический механизм). При этом для тонких мишеней при достаточно большой длительности импульса тока преобладает динамический механизм [1, 3], а при определенных экспериментальных условиях — термоупругий механизм [2]. В первом случае при уменьшении угла влета пучка электронов относительно оси кристалла ψ амплитуда акустического сигнала сначала возрастает, а затем уменьшается, достигая минимального значения при $\psi = 0$. Максимальное значение амплитуды соответствует некоторому углу ψ_m , существенно превосходящему критический угол каналирования Линдхарда $\psi_L = \sqrt{4Ze^2/dE}$ (Z — атомный номер вещества мишени, d — расстояние между атомами в цепочке атомов, E — энергия электронов, e — заряд электрона). Для второго механизма наблюдается небольшое увеличение амплитуды сигнала ($\sim 10\%$) при углах $\psi \sim 0$, вызванное некоторым увеличением ионизационных потерь энергии электронов в этих условиях.

В настоящей работе впервые представлены результаты измерений ориентационного акустического излучения электронов с энергией 900 и 500 МэВ при их движении вдоль кристаллографической оси $\langle 111 \rangle$ в толстом кристалле кремния (толщина $h = 20$ мм). Измерения проводились на томском синхротроне при длительности сброса электронов на кристалл $t_u = 80$ мкс