

симуку ускоряемым пучком (вторичный виток), ток питания становится значительно больше тока пучка, достигая в рабочей части импульса в сотни тысяч ампер.

Следовательно, уже в простейшем варианте модифицируемой конструкции автоматически возбуждаемое магнитное поле оказывается достаточным для фокусировки электронного пучка в течение всего цикла ускорения.

Это условие соблюдается всегда, даже при очень больших токах ускоряемых частиц. В силу отмеченного обстоятельства, ток J в индукторах всегда больше тока пучка I . Фокусирующее действие продольного магнитного поля пропорционально квадрату его величины, т. е. J , в то время как сила электростатического расталкивания $\sim I$. Поэтому условие для поперечного удержания электронов [4] $J/I \geq \text{const}/\sqrt{I}$ лишь облегчается с ростом I .

Отметим также, что величина энергии, расходуемой на возбуждение импульсного продольного поля в предлагаемой схеме, не велика. Действительно, при этом отношение энергии ω_{\parallel} продольного поля к энергии ω_{\perp} основного кольцевого потока индукции имеет порядок (в системе СИ) [5]

$$\frac{\omega_{\parallel}}{\omega_{\perp}} \simeq 2\pi S n^2 \frac{\mu_0}{\mu},$$

где S — площадь сечения центрального канала в индукторах, n — число индукторов на единице длины установки, μ_0 и μ — магнитная проницаемость вакуума и материала сердечника. При $n \simeq 20/\text{м}$ $\mu/\mu_0 = 10^3$ (см. [2]) и радиусе канала ~ 5 см $\omega_{\parallel}/\omega_{\perp} \simeq 2 \cdot 10^{-2}$, т. е. не превышает доли полей рассеяния.

Таким образом, хотя для практических приложений требуются более точные расчеты, очевидно, что уже простое упорядочение кольцевых токов в индукторах дает возможность заметно упростить фокусирующую систему ЛИУ, значительно уменьшить сечение канала в индукторах, и, как следствие, повысить энергию ускорения или сократить габариты установки. Последнее особенно важно для создания малогабаритных установок типа ЛИУ (например, для карротажных исследований).

В заключение отметим, что рассмотренная простейшая система модификации токов питания не является единственно возможной. Если допустить чередование направлений кольцевых токов, как в пределах одного кольца, так и от индуктора к индуктору, то возникает знакопеременное поперечное поле, действие которого эквивалентно, например, системе квадрупольных линз. По-видимому, такая комбинация тока может дать достаточный фокусирующий эффект при меньшей индуктивности связи между индукторами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Christofilos W. Труды Международной конференции по ускорителям высоких энергий. М., Атомиздат, 1964, стр. 1073.
2. Анацкий А. И. и др. Линейный индукционный ускоритель. «Атомная энергия», 21, 439, 1966.
3. Сб. Ускорители. М., Атомиздат, 1962.
4. Пановский В., Филипс М. Классическая электродинамика. М., Физматгиз, 1963.
5. Гришин В. К., Сухаревский В. Г. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астроном., 11, № 5, 1970.

Поступила в редакцию
25.10 1969 г.

Кафедра
ускорителей

УДК 537.533.35

Н. Н. СЕДОВ, М. В. НАЗАРОВ

ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ МИКРОПОЛЕЙ В ЭМИССИОННОМ ЭЛЕКТРОННОМ МИКРОСКОПЕ

Прямая задача о контрасте изображений микрополей в эмиссионном электронном микроскопе решается методом последовательных приближений [1]. За нулевое приближение принимается движение электронов в отсутствие микрополей. Влияние микрополей рассматривается как возмущение системы. В настоящей работе изучаются

нелинейные эффекты, возникающие при учете второго приближения, а также другие эффекты малого порядка величины. К ним относится, например, учет конечной высоты действия микрополей. На точность определения микрополей влияет также выбор оптимальных параметров интегрирования при расчетах на ЭВМ. Рассмотрим влияние каждого из этих факторов на точность измерения микрополей.

Учет конечных размеров действия микрополей. Тангенциальная скорость, приобретаемая электроном под действием микрополей, вычисляется по формуле [1]

$$v_x(x) = \frac{\sqrt{e}}{\sqrt{2mE_0}} \int_0^l \frac{\partial V(x, z)}{\partial x} \frac{dz}{\sqrt{z}}, \quad (1)$$

где $V(x, z)$ — распределение потенциала в пространстве над объектом. Рассмотрим в качестве образца полупроводниковый $p-n$ -переход при наличии на нем скачка потенциала Φ_0 и аппроксимируем распределение потенциала над его поверхностью формулой

$$V(x, z) = E_0 z + \frac{\Phi_0}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{x}{z+a}, \quad (2)$$

где a характеризует полуширину $p-n$ -перехода на поверхности. Без учета конечной высоты действия микрополей для данного потенциала скорость электрона вычислялась в работе [2]:

$$v_x(x) = \frac{\sqrt{e/m}\Phi_0}{2\sqrt{aE_0}} \cdot \frac{\sqrt{1+\sqrt{1+x^2/a^2}}}{\sqrt{1+x^2/a^2}}. \quad (3)$$

Рассчитаем в нашем случае для полупроводникового $p-n$ -перехода выражение для тангенциальной скорости электрона на расстоянии $z=l$ над поверхностью катода и вычислим ошибку, которая допускается в случае, когда верхний предел интегрирования заменяется в (1) на $z=\infty$. Приращение скорости, которое электрон получит на участке от $z=l$ до ∞ , запишется в виде

$$\Delta v_x(x) = \frac{\sqrt{e}}{\sqrt{2mE_0}} \int_l^\infty \frac{\partial V(x, z)}{\partial x} \frac{dz}{\sqrt{z}}. \quad (4)$$

Для потенциала (2) и для случая $z \gg a$, производя интегрирование, получим

$$\Delta v_x(x) = \frac{\sqrt{e/m}}{\sqrt{2E_0 a}} \frac{\Phi_0}{\pi} \frac{\sqrt{a}}{2\sqrt{2}\sqrt{|x|}} \left\{ \ln \frac{l/a + \sqrt{2|x/a|l/a + x/a}}{l/a - \sqrt{2|x/a|l/a + x/a}} - 2 \left(\operatorname{arctg} \frac{\sqrt{2|x/a|l/a}}{|x/a| - l/a} + \pi \right) \right\}. \quad (5)$$

В последнем выражении величина π прибавляется лишь для $|x| < l$. Для случая $x=0$ то выражение существенно упрощается:

$$\Delta v_x(0) = \frac{2}{\pi} \frac{\sqrt{e/m}}{\sqrt{2E_0 l}} \Phi_0. \quad (5')$$

Полная тангенциальная скорость электрона на расстоянии $z=l$ равна

$$v_x(x)|_{z=l} = v_x(x) - \Delta v_x(x), \quad (6)$$

где $v_x(x)$ берется из выражения (3).

Например, на расстоянии $l=1$ см и для $a=10$ мкм (т. е. при $l/a=100$) из формулы (5') следует, что ошибка в определении скорости составляет 6%. С возрастанием x ошибка медленно уменьшается и стремится к нулю при $x \rightarrow \infty$. При этом на расстояниях, сравнимых с a , спад настолько мал, что поправку можно считать практически постоянной. Это объясняется тем, что при $z=l$ характеристическое расстояние изменения поля $p-n$ -перехода становится порядка l и заметное изменение $\Delta v_x(x)$ наблюдается лишь при x , сравнимых с l . Следовательно, для случая $x \ll l$, что практически всегда выполняется, поправку к скорости за счет конечной высоты действия микрополя можно вычислять по формуле (5'). Эти результаты проверялись непосредственным расчетом электронных траекторий на ЭВМ. Интегрирование производилось

по методу Рунге—Кутта. Теоретические кривые (6) и кривые, рассчитанные на ЭВМ, дают хорошее совпадение, в чем можно убедиться из рис. 1. Некоторое отличие кривых вблизи нуля объясняется нелинейными эффектами.

Нелинейные эффекты. Рассмотрим влияние нелинейных эффектов и оценим поправку, которая получается при учете второго приближения. Нелинейные эффекты могут происходить за счет z -компонента микрополя и за счет смещения электронов по оси x . В общем виде приращение скорости за счет нелинейного эффекта в первом случае выражается формулой [3]

$$\Delta v_x(x) = - \frac{V e/m}{4\pi E_0 \sqrt{E_0}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [\varphi(x-\eta) - \varphi(x)] \varphi'(x-\xi) \left[\frac{V|\xi| - \sqrt{|\eta|}}{\sqrt{|\xi\eta|}(\xi^2 - \eta^2)} \right] d\xi d\eta, \quad (7)$$

где $\varphi(x)$ — распределение потенциала на поверхности образца. Во втором случае необходимо учесть смещение электронов под действием микрополей т. е. в формуле (1) подставить $V(x+\Delta x, z)$ вместо $V(x, z)$ и ограничиться вторым приближением. При этом в общем случае распределение потенциала микрополя над поверхностью образца находится как решение задачи Дирихле для полупространства:

$$V(x, z) = \frac{z}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varphi(x-\xi)}{z^2 + \xi^2} d\xi. \quad (8)$$

Приращение скорости за счет нелинейного эффекта во втором случае равно

$$\Delta v_x(x) = \frac{\sqrt{e/m}}{4\sqrt{2E_0}V\sqrt{E_0}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi''(x-\xi) \cdot K(\xi, z) d\xi dz, \quad (9)$$

где

$$K(\xi, z) = \frac{1}{(\xi^2 + z^2)\sqrt{|z|}} \int_0^z d\xi \int_0^\xi \frac{\partial V(\xi, \tau)}{d\xi} \frac{d\tau}{\sqrt{\tau\xi}}.$$

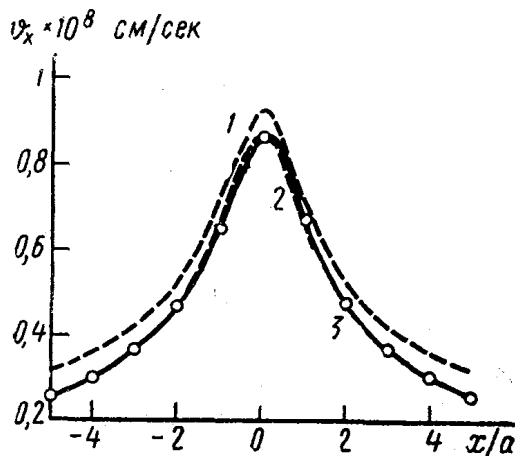


Рис. 1. Влияние конечной высоты действия микрополя на тангенциальную скорость электронов. 1 — скорость электрона, рассчитанная теоретически без учета поправки ($l/a = \infty$), 2 — с учетом поправки ($l/a = 100$), 3 — рассчитанная по методу Рунге — Кутта на ЭВМ

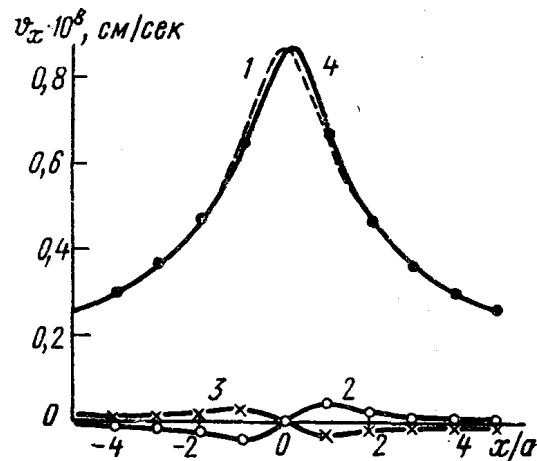


Рис. 2. Влияние нелинейных эффектов на тангенциальную скорость электронов для соотношения напряженностей полей $E_{\max}/E_0 = 1/\pi$. 1 — скорость электрона, рассчитанная теоретически без учета нелинейных эффектов, 2 и 3 — нелинейные эффекты за счет поля E_z и смещения электронов по оси x , 4 — кривая с учетом нелинейных эффектов. Кружочками показаны результаты расчета на ЭВМ

Оба эффекта для конкретного поля p — n -перехода были рассчитаны на ЭВМ для разных соотношений напряженности микрополя и ускоряющего поля. Результаты счета для соотношения напряженности полей $E_{x\max}/E_0 = 1/\pi$ представлены на рис. 2. Эти

эффекты противоположны по знаку и поэтому частично уничтожают друг друга. Суммарная поправка за счет нелинейных эффектов для указанного соотношения не превышает 2%. С учетом этой поправки теоретическая кривая для тангенциальной скорости электрона полностью совпадает с кривой, рассчитанной по методу Рунге—Кутты на ЭВМ. Для соотношения напряженностей полей $2/\pi$ и $4/\pi$ поправки второго приближения составляют соответственно 4 и 8%.

Выбор оптимальных параметров интегрирования. При использовании ЭВМ на точность расчета микрополей влияет выбор таких параметров, как длина участка интегрирования и значение функции в конечных точках интегрирования. Для расчетов брались отрезки, превышающие в 3, 6 и 9 раз область, где микрополя существенно отличны от нуля. Различие кривых в этих случаях составляет менее 1%. Более существенная ошибка получается за счет неточности в значении подинтегральной функции в конечных точках. Это происходит потому, что при интегрировании на ЭВМ бесконечный участок интегрирования заменяется конечным, а поведение функции вне его аппроксимируется. При отличии значения функции в конечных точках в 1,2 и 1,5 раза по сравнению с действительными, ошибки расчетов составляют соответственно 3 и 6,5%.

Таким образом, наибольшая ошибка при измерении микрополей вносится за счет пренебрежения конечными размерами действия микрополей. Она может быть учтена по формулам (6) и (5'). Для соотношения напряженностей полей $E_{x_{\max}}/E_0 < 1/\pi$ влияние нелинейных эффектов дает ошибку не более 2%, поэтому можно практически использовать первое приближение вплоть до значений поля $E_{x_{\max}} = E_0/\pi$. Ошибки за счет конечности отрезка интегрирования также малы по сравнению с влиянием шумов, вносимых за счет неровностей поверхности образца.

ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Н. Н. «Изв. АН СССР», сер. физич., **32**, 1175, 1968.
2. Седов Н. Н., Спивак Г. В., Дюков В. Г. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 3, 64, 1968.
3. Седов Н. Н. Тезисы докладов на VII Всесоюзной конференции по электронной микроскопии. Киев, 1969, стр. 32.

Поступила в редакцию
17.11 1969 г.

Кафедра
электроники

УДК 621.307.326

А. Я. ГОЙХМАН, В. Н. КАЛИНИН, В. Б. СТОПЧИНСКИЙ

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ СВЕРХКОРОТКИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ

Задача регистрации и определения параметров электрических импульсов длительностью короче 10^{-9} — 10^{-10} сек представляет серьезный интерес для различных областей радиофизики и радиотехники, физики твердого тела и физики плазмы, ядерной физики и ряда технических приложений.

Наряду с развитием существующих радиотехнических способов регистрации сверхкоротких электрических импульсов (СКИ) целесообразно рассмотреть принципиально другие возможные пути решения этой важной задачи.

В настоящем сообщении предлагается новый принцип регистрации и определения параметров СКИ, заключающийся в нелинейном преобразовании этих импульсов в световые сигналы, которые затем регистрируются с помощью сравнительно «медленных» фотодетекторов, таких, как фотоумножители и полупроводниковые фотоприемники, и анализируются на основе развитых в радиотехнике интегральных методов анализа импульсов [1]. Сущность последних состоит в нелинейном преобразовании исследуемых сигналов с помощью нескольких преобразователей, имеющих различный характер нелинейности.

Одним из электрооптических эффектов, который целесообразно использовать для преобразования электрического импульса в световой при решении данной задачи, является эффект Франца—Келдыша [2, 3]. К настоящему времени этот эффект исследован на целом ряде полупроводниковых материалов и используется для модуляции света на кристаллах GaAs, CdS, Si и др. в области сравнительно низких частот [4].

Собственное время эффекта Франца—Келдыша, характеризующее скорость изменения коэффициента поглощения $\alpha(E, \varepsilon_g - \hbar\omega)$ под действием электрического поля,