

При существующих параметрах действующих линейных ускорителей частоты ω очень малы. Поэтому радиационные эффекты, несмотря на большие значения γ , невелики.

Тем не менее в последнее время интенсивно обсуждаются различные проекты модернизации систем поперечной фокусировки. Необходимость этого связана с рядом явлений, разрушающих поперечную устойчивость электронных пучков и препятствующих повышению их интенсивности. (Это явление, получившее название blow-up, связано, в частности, с резонансным взаимодействием частиц с полями в ускорительном волноводе.)

Так, в линейном ускорителе в Стэнфорде (США) [4] с параметрами $L \approx 3,3$ км, $\gamma = 4 \cdot 10^4$ при системе фокусировки, когда частицы совершают ~ 100 колебаний в процессе ускорения, общие энергетические потери на излучение составляют десятки-сотни $Kэв$ ($x \sim 0,2 \div 1$ см). Уже при трехкратном увеличении частоты они сравнимы с существующим ныне энергетическим разбросом (~ 1 Мэв).

Как следует из (3), величина потери зависит от амплитуды колебаний, что устанавливает предел на минимальный энергетический разброс в ускоренном пучке. Это обстоятельство приобретает немаловажное значение в ускорителях на сверхбольшие энергии, например, в системах, где предполагается многократное использование линейного ускорения (см. [5]). Что касается дополнительного затухания (5), то при упомянутых условиях оно может способствовать стабилизации пучка.

Автор выражает благодарность А. А. Коломенскому за обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сб. «Ускорители». М., ГИТТЛ, 1962.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля, Физматгиз, 1960.
3. Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, § 8. М., Физматгиз, 1958.
4. Proceeding of 6 conference of heig-energy accelerators. Cambrige (USA), 1967, p. B-31.
5. Коломенский А. А. Proceeding of 6 conference on heig-energy accelerators. Cambrige (USA), 1967, p. 43.

Поступила в редакцию
16.4 1968 г.

Кафедра
ускорителей

УДК 621.382.333.33

В. А. КУРОЧКИН, А. А. ЦЕЛЕБРОВСКИЙ

О ПЕРЕНОСЕ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В УЗКОЙ БАЗОВОЙ ОБЛАСТИ ТИРИСТОРА

Основную роль в процессе включения тиристора (рассматривается включение по цепи базы) играет накопление неосновных носителей заряда в широкой базовой области. Анализ переходных процессов в широкой базе тиристора до сих пор проводился в одномерном приближении [1]. Однако такое приближение может оказаться достаточно грубым, если учесть неравномерность плотности тока на центральном переходе тиристора [2] и [3]. Для выяснения степени этой неравномерности необходимо рассмотреть процесс переноса заряда в узкой p -базе тиристора с учетом влияния поперечного электрического поля. Задачу о переносе носителей заряда в p -базе будем решать при следующих ограничениях.

Рассматривается начальная стадия процесса включения ($0 < t \leq \tau_n$, τ_n — время жизни электронов), когда модуляцией проводимости и рекомбинацией носителей заряда можно пренебречь.

Поскольку ширина p -базы W значительно меньше длины n - p -перехода l , то напряженность электрического поля E , связанного с протеканием дырочного тока, зависит только от x и не зависит от y (ось x направлена вдоль перехода, а ось y — перпендикулярна сечению тиристора).

Величина E не зависит от времени, так как ток базы при $t > 0$ остается постоянным, а модуляция проводимости базы не учитывается.

Коэффициент инжекции эмиттерного перехода равен единице.

Обратным током насыщения в отличие от тока инжекции, а также равновесной концентрацией электронов, в отличие от избыточной, можно пренебречь.

Предполагается, что p -база в плоскости (x, y) представляет собой прямоугольную область, на границах которой выполняются следующие условия:

$$\begin{aligned} qD_n \frac{\partial n}{\partial y} &= j_e(x) \quad \text{при } y=0, \quad 0 \leq x \leq l, \\ n &= 0 \quad \text{при } y=W, \quad 0 \leq x \leq l, \\ \frac{\partial n}{\partial x} &= 0 \quad \text{при } 0 \leq y \leq W, \quad x=0, l, \end{aligned} \quad (1)$$

где n — концентрация избыточных электронов, $j_e(x)$ — плотность тока эмиттера.

При постановке задачи не вводится дополнительного ограничения на движение неосновных носителей лишь в направлении оси y (как это сделано, например, [3]).

Расчеты, аналогичные приведенным в [6], дают следующее выражение для напряженности электрического поля $E(x)$

$$E(x) = \left(\frac{2V_0}{l} \right) z \operatorname{tg} \left[z \left(1 - \frac{x}{l} \right) \right], \quad (2)$$

где $V_0 = \frac{kT}{q}$, $z = \frac{\rho_b l}{2V_0}$, ρ_b — удельное сопротивление базы. Переходя к безразмерным переменным и учитывая равенство (2), можно получить уравнение непрерывности для безразмерной концентрации электронов

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ \cos^2 [z(1 - 0,1\xi)] \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \right\} + \frac{b}{W^2} \cos^2 [z(1 - 0,1\xi)] \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \eta^2} - \\ - 2 \frac{b^2 z^2}{l^2} \varphi - \frac{\omega b^2}{D_n} \cos^2 [z(1 - 0,1\xi)] \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Для решения уравнения (3) используется двумерная RC-сеточная модель. Применяя методику Волынского и Бухмана [4], можно получить выражения для элементов RC-модели (i и j — номера узлов сетки в направлениях x и y).

$$R_{i, i+1}^j = \frac{R_0 h_i^{i+1}}{(g_j^{i+1} + g_j^{i-1})} \sec^2 [z(1 - 0,1\xi)] \Big|_{i + \frac{L_i^{i+1}}{2}},$$

$$R_{i, i+1}^j = \frac{R_0 g_j^{i+1} W^2}{(h_i^{i+1} + h_i^{i-1})} \sec^2 [z(1 - 0,1\xi)] \Big|_i,$$

$$R_{ij}^y = \frac{R_0 l}{2b^2 z^2 (h_i^{i+1} + h_i^{i-1}) (g_j^{i+1} + g_j^{i-1})},$$

$$C_{ij} = C_0 (h_i^{i+1} + h_i^{i-1}) (g_j^{i+1} + g_j^{i-1}) \cos^2 [z(1 - 0,1\xi)] \Big|_i.$$

Величины шагов по координате выбраны следующими:

$$h_{j=0 \div 4}^{i=1 \div 5} = 0,01, \quad h_5^b = 0,02, \quad h_6^7 = 0,03,$$

$h_7^8 = 0,04$, $h_8^9 = 0,06$, $h_9^{10} = 0,8$; по координате y величина шагов равномерна и равна $h_j^i = 0,2$.

Граничное условие (1) приводит к необходимости подключения к RC-сетке в сечении $\eta=0$ системы генераторов тока. Величины этих токов должны рассчитываться в соответствии с равенством

$$\frac{i_{i+1}}{i_i} = \frac{h_{i+1}^{i+2} + h_{i+1}^i}{h_i^{i+1} + h_i^{i-1}}.$$

Для задания токов i_i^i была использована система транзисторов типа П9А, включенных по схеме с общей базой и работающих в импульсном режиме. Изменение напряжений в узлах RC-сетки наблюдалось при помощи устройства для визуализации процесса решения [5].

Расчет RC-сетки и измерения проводились для следующих параметров p -базы тиристора: $W = 10^{-3}$ см, $\rho_b = 1$ ом·см, $l = 0,3$ см, $D_n = 30$ см²·сек⁻¹.

На рис. 1 и 2 показаны распределения плотности тока в различных сечениях базы и на центральном переходе тиристора, полученные при помощи RC-модели.

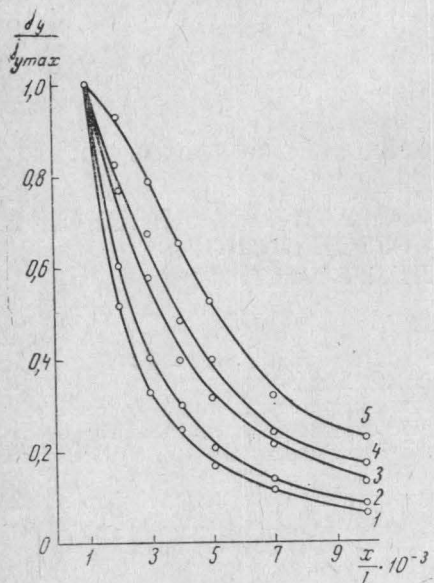


Рис. 1. Зависимость нормализованной y -вой составляющей плотности тока неосновных носителей от расстояния вдоль оси x для различных сечений. 1 — $\eta=0$, 2 — $\eta=0,2$, 3 — $\eta=0,4$, 4 — $\eta=0,6$, 5 — $\eta=1$. Кривые построены для одного и того же момента времени $t=0,083 \tau$

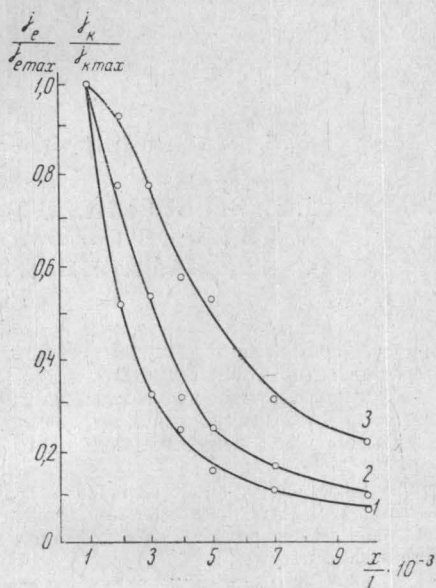


Рис. 2. Зависимость относительной плотности тока неосновных носителей через центральный переход тиристора j_k / j_{kmax} от расстояния вдоль оси x (кривые 1, 2) в сравнении с аналогичной зависимостью для эмиттерного перехода j_e / j_{emax} (кривая 1); $t=0,0166 \tau_n$ и $t=0,083 \tau_n$

Анализ полученных данных приводит к следующим выводам.

1. Наличие поперечного электрического поля не приводит к увеличению неравномерности плотности тока неосновных носителей заряда по мере продвижения последних к центральному переходу тиристора. Вследствие процесса диффузии носителей заряда в направлении оси x распределение $j(x)$ становится более равномерным в направлении оси y для одного и того же момента времени и в одном и том же сечении $\eta = \text{const}$ с течением времени. В результате этого распределение $j(x)$ на центральном переходе тиристора с течением времени становится более равномерным, чем на эмиттерном переходе.

2. На начальной стадии процесса включения неравномерность плотности тока неосновных носителей через центральный переход тем не менее остается значительной. В связи с этим следует считать целесообразной постановку двумерной задачи для широкой базовой области тиристора. Граничное условие на центральном переходе для такой задачи на начальной стадии включения может быть определено из проведенного анализа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гомонова А. И., Капцов Л. Н. «Изв. Вузов СССР», радиотехника, 7, № 2, 43—51, 1965.
2. M a r h a m N. «Electronics», 35, No. 33, 57—59, 1962.

3. Gentry F. E., Scace R. I., Flowers I. K. Proc. IEEE, 53, No. 4, 409—425, 1965.
4. Вольтинский Б. А., Бухман В. Е. Модели для решения краевых задач. М., Физматгиз, 1960.
5. Курочкин В. А. Устройство для визуального наблюдения за процессом решения задач на сеточной модели. Авторское свидетельство № 171164, кл. G0Gd, 42m, 1403.
6. Hauser I. R. IEEE, Trans. on Electron Devices, ED-11, No. 5, 68—75, 1964.

Поступила в редакцию
26.4 1968 г.

Кафедра
общей физики для мехмата

УДК 621.317.723

В. Б. БРАГИНСКИЙ, Л. С. КОРНИЕНКО, С. С. ПОЛОСКОВ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕРХНЕГО ПРЕДЕЛА РАСПРОСТРАНЕННОСТИ КВАРКОВ С ПОМОЩЬЮ РЕЗОНАНСНОГО ДИАМАГНИТНОГО ЭЛЕКТРОМЕТРА

Эксперименты по поискам стабильных кварков в твердых телах [1—3] не дали положительного ответа на вопрос о существовании кварков.

Результаты измерений позволили утверждать, что относительная концентрация кварков меньше, чем 1 кварк на 10^{17} нуклонов. Использование предварительно обогащенных образцов вещества, возможно, увеличивает эту цифру до 10^{22} нуклонов на кварк.

В настоящей работе получен результат относительной распространенности более высокой, чем 10^{-17} . В проделанном эксперименте была получена возможность повторных измерений с одним и тем же образцом вещества, что было невозможно в предыдущих работах.

В эксперименте по поиску кварков [1—3] измерялся минимальный заряд пробных тел $m \sim 1 \cdot 10^{-10} \div 3 \cdot 10^{-8}$ г (частиц графита). Частицы подвешивались в неоднородном магнитном поле (подвес Браунбека [4]) в плоском электрическом конденсаторе. Если частица заряжена, то она смещается в электрическом поле на расстояние Δx от положения равновесия в потенциальной яме. Это смещение равно $\Delta x = qE/m\omega_0$, где E — напряженность электрического поля, q — заряд частицы, m — ее масса, ω_0 — собственная частота колебаний в диамагнитном подвесе.

Получение результатов на уровне более высокой относительной концентрации потребовало увеличения массы пробного тела и, следовательно, повышения чувствительности установки, поскольку $\Delta x \sim \frac{1}{m}$.

Для увеличения чувствительности был применен резонансный метод [5]. Объем вокруг подвешенной частицы эвакуировался. При вакууме $7 \div 2 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. добротность колебаний частицы Q достигает $70 \div 90$. Это означает, что при прочих равных условиях возможно применение частиц, в Q раз больших по массе (при совпадении частоты электрического поля и собственной частоты ω_0).

Для регистрации малых колебаний частицы была использована оптическая система увеличения, сходная с примененной в [1, 2], и фотоэлектрическая система усиления смещения изображения частицы. Усиленные таким образом колебания частицы в электрическом поле записывались на ленте шлейфового осциллографа и затем подвергались статистической обработке, аналогичной операции синхронного детектирования. Это позволило сохранить отношение сигнал/шум таким же, как и в работах [1, 2], увеличив массу частиц в среднем в 7 раз и сократив время измерения заряда одной частицы до 10^2 сек. Измерен наименьший электрический заряд 30 частиц со средней массой $1,2 \cdot 10^{-7}$ г. Из них 10 были «обогащены кварками» по методу [2] и к двум были добавлены доли раствора морских конгрей в плавиковой кислоте. Ни в одной из частиц не было обнаружено присутствие дробных зарядов. Среднее значение доверительного интервала при измерении заряда составляет 0,093 заряда электрона (на уровне достоверности 0,99).

Таким образом можно утверждать, что уровень распространенности кварков в твердых телах, подвергшихся измерениям, не превышает 10^{-18} на нуклон (при учете возможного обогащения — 10^{-23} на нуклон).