

62/3858
187

**БИБЛИОТЕКА
ПО
АВТОМАТИКЕ**

**В. К. АРХИПОВ
В. Н. МИХАЙЛОВ**

**МАСШТАБНО-
ВРЕМЕННОЕ
ПРЕОБРАЗОВАНИЕ
СИГНАЛОВ
НА ОСНОВЕ
ЗАПОМИНАЮЩИХ
ЭЛТ**



ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Глава первая. Некоторые вопросы теории запоминающей ЭЛТ с диэлектрической мишенью	6
1.1. Действующий коэффициент вторичной электронной эмиссии диэлектрической мишени	6
1.2. Считывание потенциального рельефа мишени в потенциоскопе	8
1.3. Распределение потенциала зарядной дорожки	10
1.4. Определение нормальной составляющей напряженности электрического поля зарядной дорожки	22
1.5. Определение тангенциальной составляющей напряженности электрического поля зарядной дорожки	26
1.6. Формирование потенциального барьера вблизи зарядной дорожки	30
1.7. Влияние пространственного заряда вторичных электронов на работу ЗЭЛТ	37
1.8. Компенсация тангенциальной составляющей напряженности электрического поля зарядной дорожки	43
1.9. Методика расчета режима работы ЗЭЛТ и параметров считанного импульса	51
Глава вторая. Запоминающие ЭЛТ с микроканальными пластинами	57
2.1. Принцип работы трубки	57
2.2. Распределение потенциалов внутри канального умножителя	62
Глава третья. Масштабно-временные преобразователи сигналов с использованием запоминающих ЭЛТ	65
3.1. Общий принцип работы масштабных преобразователей	65
3.2. Масштабно-временное преобразование с повышенной скоростью записи сигнала	68
3.3. Масштабно-временное преобразование последовательности импульсных сигналов	73
3.4. Компенсация амплитудной и временной погрешности масштабных преобразователей	77
3.5. Цифровая система для регистрации наносекундных процессов	85
3.6. Цифровой преобразователь R7912	87
3.7. Масштабно-временной преобразователь ССТП2	88
3.8. Комплексы аппаратуры автоматизированной обработки одиночных сигналов микро- и наносекундной длительности	91
3.9. Многоканальная быстродействующая телеметрическая система	94
Заключение	97
ПРИЛОЖЕНИЕ. Основные технические характеристики некоторых масштабных преобразователей с ЗЭЛТ и измерительных систем с их применением	98

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

И. В. Антик, Г. Т. Артамонов, А. А. Воронов, Л. М. Закс, В. К. Левин, В. С. Малов, В. Э. НIZE, Д. А. Поспелов, И. В. Прангишвили, Ф. Е. Темников, Ю. М. Черкасов, А. С. Шаталов

Рецензент Денбновецкий С. В.

Архипов В. К., Михайлов В. Н.

А87 Масштабно-временное преобразование сигналов на основе запоминающих ЭЛТ. — М.: Энергоатомиздат, 1985 — 104 с., ил. — (Б-ка по автоматике; Вып. 652)

35 к. 1140 экз.

Рассмотрены основы масштабного преобразования (МВП), позволяющего увеличить время существования коротких одиночных сигналов без изменения первоначальной формы и дающие возможность использовать низкочастотные технические средства регистрации, телеметрии и ввода в ЭВМ. Кратко описаны основные типы отечественных и зарубежных МВП и примеры построения измерительных систем на их основе.

Для инженеров и научных работников в области автоматизации измерений.

А 2403000000-399 Свод. пл. подписных изд., 1985 г.
051(01)-85

ББК 32.846

6Ф0.3

© Энергоатомиздат, 1985

Основой автоматизации научных исследований является создание эффективных средств измерений характеристик различных физических процессов, например светового, радио-, рентгеновского излучения и др. [1]. Для таких областей науки и техники, как атомная физика, квантовая электроника, бионика, физика плазмы, лазерная техника, управляемый термоядерный синтез и ряда других, характерны однократные процессы, которые делятся от пико- до микросекунд [47].

Электрические сигналы однократных быстропротекающих процессов от первичных измерительных преобразователей необходимо передавать к устройствам регистрации и обработки. Однако такая передача часто затруднена, а в ряде случаев практически невозможна, так как спектр частот этих сигналов обычно намного шире полосы пропускания используемых каналов передачи, а скорость изменения этих сигналов намного превышает быстродействие средств регистрации данных.

Для сужения полосы частот кратковременных сигналов осуществляют увеличение масштаба времени их существования. Такое преобразование сигналов называется масштабным.

Принципы построения масштабных преобразователей (МВП) и их характеристики во многом зависят от используемого запоминающего устройства (ЗУ).

В качестве динамических ЗУ в МВП применяют чаще всего электромагнитные линии задержки, электронно-лучевые замедляющие системы, из статических ЗУ наибольшее распространение в МВП получили запоминающие электронно-лучевые трубки [2—16].

Теория работы МВП с динамическими ЗУ разработана достаточно полно [2, 3, 5, 9], однако применение их ограничено из-за малого значения коэффициента масштабного преобразования.

Среди МВП с динамическими ЗУ имеется ряд перспективных, к которым можно отнести акустооптические МВП [16] и МВП на полосковых линиях с оптической коммутацией двух

линий в одну [9]. Оптическая коммутация может осуществляться при помощи отклоняющих ячеек, использующих среды с эффектом Керра и Поккельса, в которых лазерный луч отклоняется подобно электронному лучу под воздействием приложенного напряжения [10—15].

В практике измерений в настоящее время наиболее распространены масштабно-временные преобразователи с использованием запоминающих электронно-лучевых трубок (ЗЭЛТ), позволяющих получить значение коэффициента масштабно-временного преобразования, равное 10^6 — 10^8 и более [4, 6, ..., 8], что важно для преобразования сигналов микро- и наносекундной длительности.

В настоящее время разработана теория потенциалоскопа, имеющего тонкую диэлектрическую мишень и близко расположенную от нее металлическую барьерную сетку. Однако существующая теория основана на целом ряде допущений и ее применение для исследований и расчетов характеристик ЗЭЛТ с толстой мишенью приводит к весьма неточным и неприемлемым результатам.

В настоящее время не существует удовлетворительной теории ЗЭЛТ с толстой мишенью, работающей при больших скоростях записи.

В данной книге рассмотрены некоторые вопросы теории ЗЭЛТ с толстой мишенью без барьерной сетки, основанной на учете распределения электрического поля, вычисленного решением уравнений Лапласа. Полученные соотношения позволяют рассчитывать конструктивные параметры ЗЭЛТ, характеристики считанного сигнала и режима работы ЗЭЛТ, хорошо совпадающие с экспериментальными данными. Это, в свою очередь, позволяет выбирать структурные схемы построения МВП для конкретных задач измерений. В качестве мишени ЗЭЛТ наряду с диэлектрическими начинают применять также диодные матричные и микроканальные.

Книга содержит три главы. В первых двух главах рассмотрены вопросы теории ЗЭЛТ с толстой диэлектрической мишенью без барьерной сетки, методика их расчета, а также трубки с микроканальной пластиной в качестве мишени.

В третьей главе рассмотрены принципы работы масштабно-временных преобразователей и некоторые структурные схемы МВП, обеспечивающие повышенные скорости записи и точности преобразования однократных сигналов, а также комплексы аппаратуры автоматизированных измерений на основе этих МВП.

Трудно переоценить ту поддержку, которую оказал настоящей работе лауреат Ленинской и Государственных премий

СССР доктор физ.-мат. наук, проф. А. И. Веретенников, за что авторы выражают ему глубокую признательность.

Авторы весьма признательны канд. техн. наук, доц. А. И. Архангельскому за постоянное внимание и конкретную помощь в реализации положений работы.

Авторы благодарят также кандидата техн. наук Е. Н. Саратовского, А. Я. Сапежко и В. Ф. Стефанкова за обсуждение ряда вопросов теории и практики построения МВП, а также Т. А. Бутцеву, выполнившую расчеты электрических полей на ЭВМ численными методами.

Авторы

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ЗАПОМИНАЮЩЕЙ ЭЛТ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МИШЕНЬЮ

1.1. Действующий коэффициент вторичной электронной эмиссии диэлектрической мишени

В качестве быстродействующих статических устройств памяти масштабно-временных преобразователей однократных коротких сигналов используют электронно-лучевые трубки, работающие в режиме накопления зарядов. Накопление зарядов на поверхности диэлектрической мишени запоминающих электронно-лучевых трубок (ЗЭЛТ) основано на явлении вторичной электронной эмиссии. Возникновение вторичных электронов происходит при обмене энергией между первичными электронами луча трубки и электронами решетки мишени [4, 6, 17].

Отношение тока, образуемого испускаемыми мишенью вторичными электронами, к току, образованному первичными электронами (току луча), называется полным коэффициентом вторичной эмиссии $\sigma = I_v/I_p$.

Вторичные электроны, вышедшие из мишени, улавливаются проводящим электродом — коллектором. Число электронов, воспринимаемых коллектором, зависит от его потенциала относительно потенциала мишени.

Отношение тока вторичных электронов, уходящих на коллектор (тока коллектора), к току первичных электронов, достигающих мишени (току луча), называется действующим коэффициентом вторичной эмиссии $\sigma_d = I_k/I_p$.

Зависимость σ от энергии первичных электронов приведена на рис. 1.1, где $U_{кр1}$, $U_{кр2}$ — первый и второй критические потенциалы мишени; $U_{л0}$ — потенциал, при котором $\sigma = \sigma_{max}$; $U_{б.с}$ — потенциал барьерной сетки; $U_{р.п}$ — равновесный потенциал мишени.

Как показывают экспериментальные и теоретические исследования, вторичные электроны, выходящие из мишени в вакуум, имеют угловое распределение, близкое к закону косинуса.

Функцию распределения вторичных электронов по скоростям можно с небольшим допущением описать распределением Релея [4]

$$n = N_v \frac{v}{v_H^2} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{v}{v_H}\right)^2} \quad (1.1)$$

(представлено на рис. 1.2), где v_H — скорость выхода, которую имеет наибольшее число вторичных электронов; N_v — общее число вторичных

электронов; v_p — скорость электронов, соответствующая равносному потенциалу.

Из (1.1) можно получить значение равновесного потенциала мишени

$$v_{р.п} = 2U_H \ln \sigma, \quad (1.2)$$

где U_H — потенциал, соответствующий значению скорости v_H .

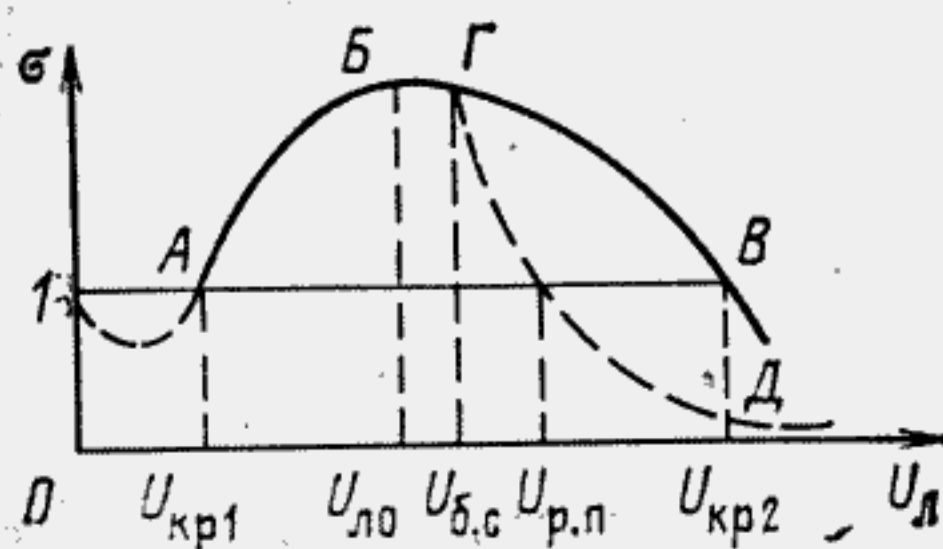


Рис. 1.1

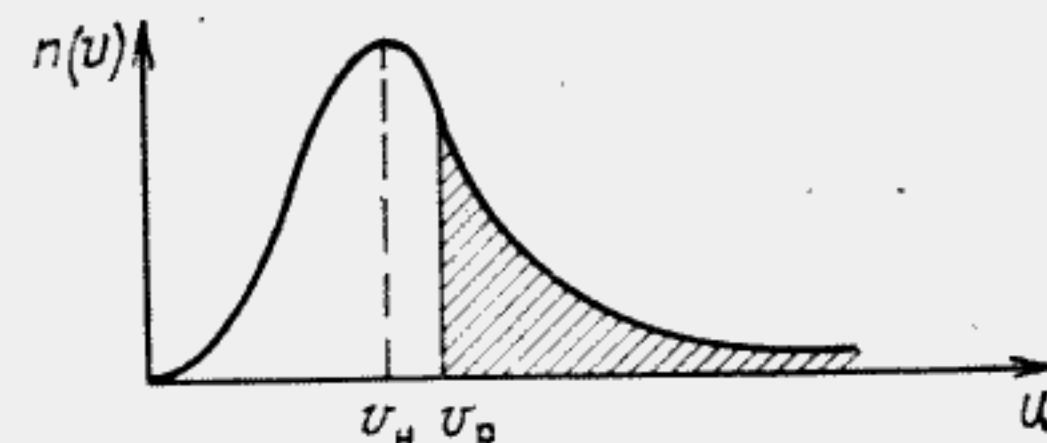


Рис. 1.2

На рис. 1.3 приведена схема идеального потенциалоскопа, где обозначено: 1 — металлическая сигнальная пластина; 2 — мишень; 3 — барьерная сетка; 4 — коллектор; 5, 6 — система формирования и отклонения электронного пучка (луча); $C_{м.с}$ — емкость мишень — сетка; $C_{м.п}$ — емкость мишень — пластина.

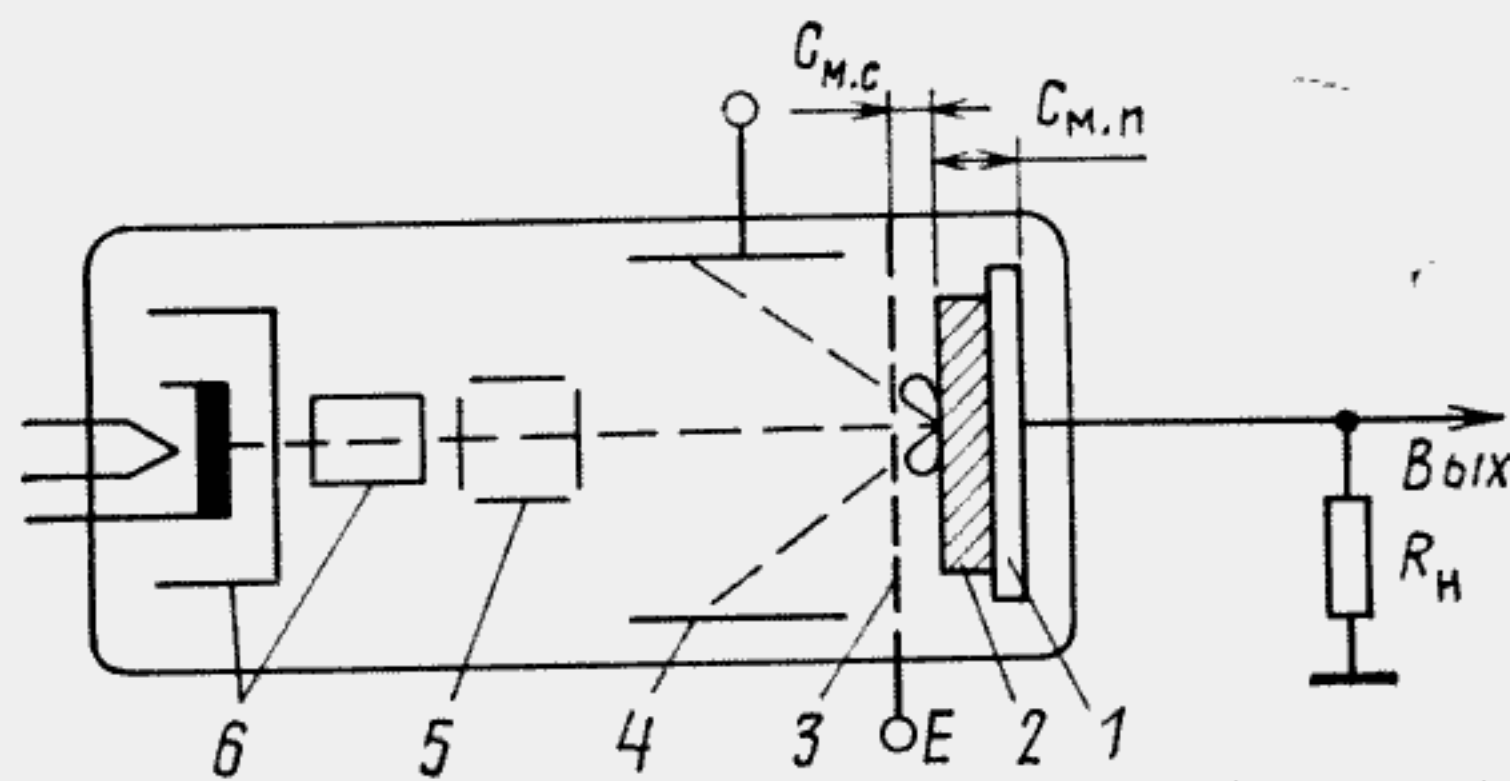


Рис. 1.3

Графическая зависимость действующего коэффициента вторичной эмиссии от напряжения мишень — сетка приведена на рис. 1.4 и описывается выражением

$$\sigma_d = \sigma e^{-U_{м.с}/2U_H}, \quad (1.3)$$

значение крутизны k -зависимости $\sigma_d = f(U_{м.с})$ в точке равновесного потенциала определяется выражением [4]

$$k = d\sigma_d/dU_{м.с} = 1/2U_H. \quad (1.4)$$

1.2. Считывание потенциального рельефа мишени в потенциалоскопе

Будем исходить из того, что при записи движущимся электронным лучом на мишени потенциалоскопа образуется максимально возможный потенциальный рельеф, что достигается при полном отборе вторичных электронов.

Полный отбор вторичных электронов происходит при подаче на барьерную сетку и коллектор сравнительно большого положительного

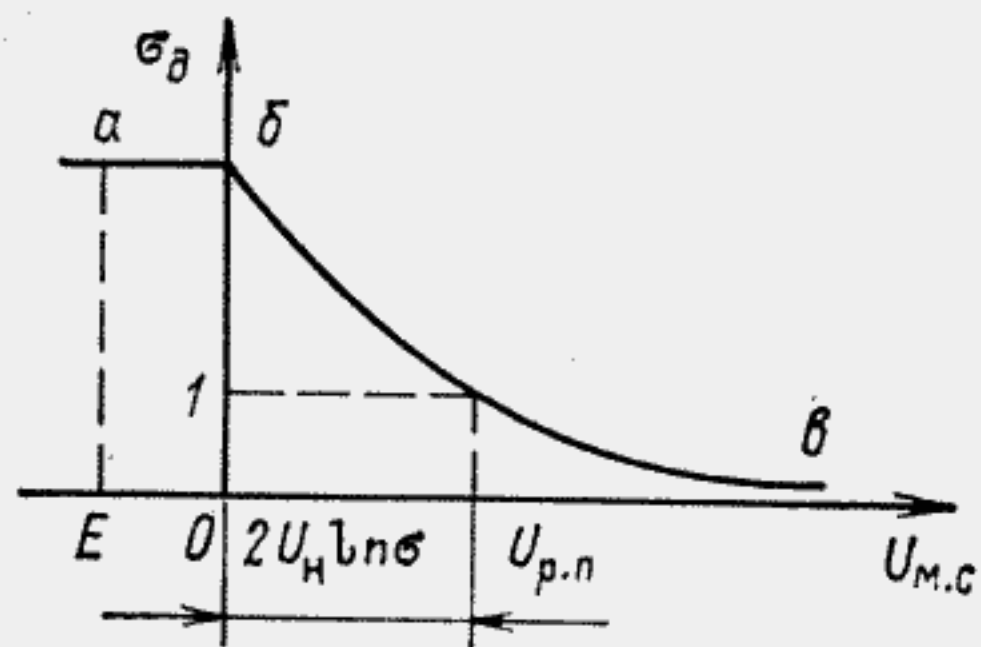


Рис. 1.4

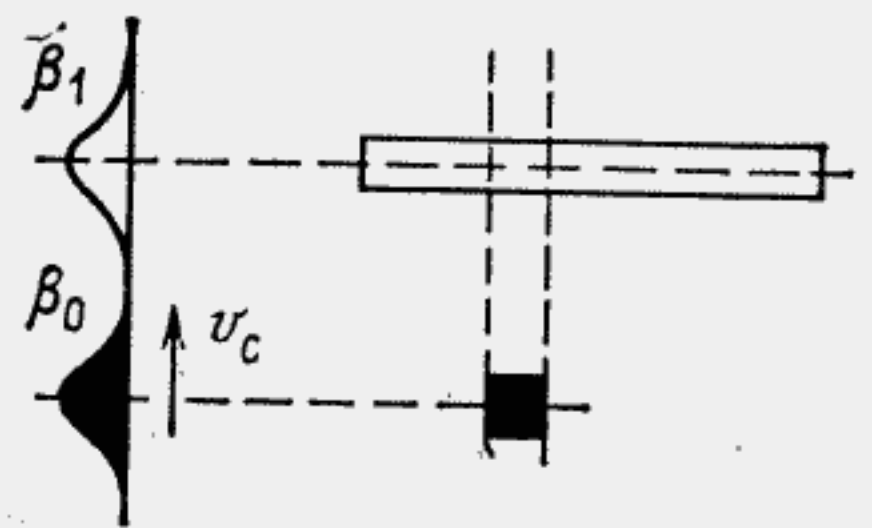


Рис. 1.5

потенциала относительно потенциала мишени. В этом случае вторичные электроны проходят через барьерную сетку и захватываются коллектором, мишень заряжается положительно, стремясь принять значение равновесного потенциала, но не достигает его из-за малого времени записи Δt_3

$$U_{м.п} = I_3 (\sigma - 1) \Delta t_3 / C_3, \quad (1.5)$$

где $U_{м.п}$ — потенциал мишени относительно сигнальной пластины; I_3 — ток луча записи; C_3 — емкость элемента мишени.

Профиль зарядной дорожки по движению луча в ее поперечном сечении соответствует профилю распределения плотности тока в луче [4].

Считывание производится движущимся лучом по следу записанной потенциальной дорожки или развернутым по растрю поперек дорожки, как показано на рис. 1.5.

При этом на барьерную сетку подается сравнительно низкий потенциал относительно мишени, чтобы не происходил полный отбор вторичных электронов и работа осуществлялась на участке $бв$ характеристики (рис. 1.4). В цепи сигнальной пластины и коллектора ЗЭЛТ протекают токи, определяемые потенциальным рельефом.

При линейной аппроксимации зависимости (1.3)

$$\sigma_d = 1 - kU_{м.с} \quad (1.6)$$

в [4] получены выражения для тока сигнальной пластины при считывании потенциальной дорожки.

При считывании электронным лучом, движущимся по следу потенциальной дорожки в ее плоской части, установившееся значение I_M тока мишени и тока сигнальной пластины определяется выражением [4]

$$I_M = I_3 (\sigma - 1) \frac{\Delta t_3}{\Delta t_c} \left(1 - e^{-\frac{\Delta t_c}{\tau_i}} \right), \quad (1.7) \quad \text{ф. 38}$$

Здесь I_3 — ток записывающего луча; Δt_3 и Δt_c — время прохождения лучом участка, равного своему диаметру при записи и считывании соответственно; $\tau_i = R_i C_3$ — постоянная времени потенциалоскопа, где $C_3 = C_x d_l$ — емкость элемента мишени с площадью, определяемой диаметром луча d_l ;

$$R_i = 1/kI_c = 2U_H/I_c \quad (1.8)$$

— внутреннее сопротивление потенциалоскопа при считывании.

Наибольшее значение I_M имеет место при $\tau_i \rightarrow 0$, т. е. при $C_3 \rightarrow 0$ и $R_i \rightarrow 0$.

При считывании электронным лучом, движущимся поперек следа потенциальной дорожки в направлении оси β , значение тока мишени и сигнальной пластины определяется как [4]

$$I_M(\theta) = kI_c \frac{I_3 (\sigma - 1)}{2C_x v_3} \int_{-\infty}^{\infty} R(\beta - \beta_1) R(\beta - \theta) \times \exp \left[-\frac{1}{2} \gamma_c \int_0^{\theta} R(\beta - \theta) d\theta \right] d\beta, \quad (1.9) \quad \text{ф. 40? 4 с. 34 32 29}$$

где C_x — погонная емкость мишени; $R(\beta - \beta_1)$ — распределение плотности заряда дорожки в направлении оси β с центром в точке β_1 ; $R(\beta - \theta)$ — распределение плотности тока движущегося считывающего луча; $\beta = y/r_0$; $\beta_1 = y_1/r_0$; r_0 — постоянная в функции распределения Гаусса; $\theta = v_c t / r_0$; v_c — скорость считывания

$$\gamma_c = kI_c / C_x v_c = kI_c \Delta t_c / C_3 \quad (1.10)$$

— безразмерный коэффициент считывания.

Выражение (1.9) является основным при расчете параметров считанного импульса и может быть использовано не только для идеального потенциалоскопа, но и, как показано ниже, для ЗЭЛТ без барьерной сетки.

Интеграл в (1.9) не выражается через элементарные функции. Токи мишени как функции времени при попереч-

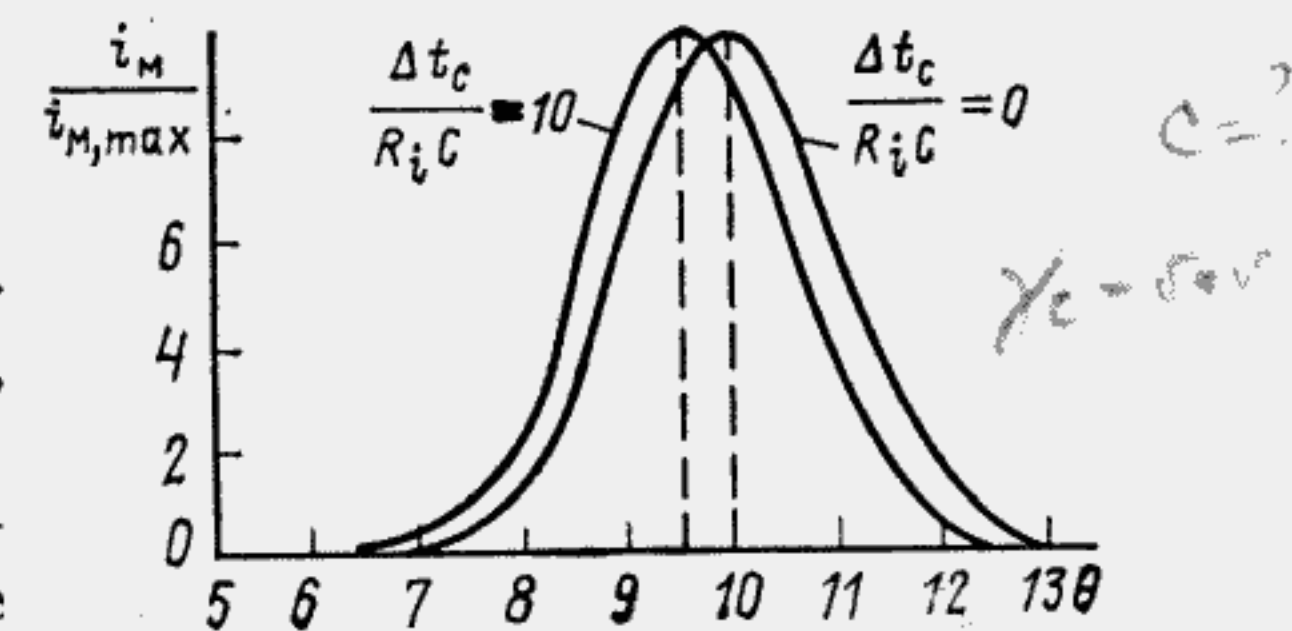


Рис. 1.6

ном считывании для различных значений θ могут быть определены численным методом. Значения интеграла являются отличными от нуля только вблизи значений $\beta = \beta_1$, так как во всем остальном диапазоне $R(\beta - \beta_1) = 0$. Следовательно, зависимость $i_m(\theta) = f(\theta)$ имеет максимум, значение и положение которого на оси θ зависят от тока считывающего луча, крутизны характеристики коэффициента вторичной эмиссии, емкости мишени и скорости считывания.

На рис. 1.6 приведены результаты численного расчета на ЭВМ токов мишени согласно выражению (1.9) для разных значений $\Delta t_c / \tau_i$.

1.3. Распределение потенциала зарядной дорожки

Одним из основных условий задания конструктивных параметров ЗЭЛТ, обеспечивающим высокую скорость записи, является малое значение емкости мишени. Это можно обеспечить увеличением толщины диэлектрика мишени и удалением металлической барьерной сетки на сравнительно большое расстояние от поверхности мишени, превышающее диаметр луча. В этом случае сетка уже не является барьерной и может выполнять роль коллектора вторичных электронов. Однако отсутствие барьерной сетки ухудшает разрешающую способность ЗЭЛТ.

Основной задачей анализа работы ЗЭЛТ без барьерной сетки является исследование возможности обеспечения необходимой разрешающей способности считывания потенциального рельефа, записанного при больших скоростях.

В общем случае модель рассматриваемой ЗЭЛТ без барьерной сетки, точнее ее потенциалонесущей части, включающей в себя мишень, сигнальную пластину и коллектор, можно представить в виде двухслойного плоского конденсатора (рис. 1.7). Конденсатор содержит слой диэлектрика (мишени) толщиной l с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_1 > 1$, расположенный на заземленной металлической сигнальной пластине. Над поверхностью мишени имеется вакуумный промежуток толщиной d , с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 1$ и металлическая, прозрачная для первичных электронов, сетка (пластина), играющая роль коллектора вторичных электронов. В общем случае потенциал коллектора может отличаться от нуля. На поверхность диэлектрической мишени, граничащую с вакуумом, при записи нанесена в направлении оси X дорожка свободных зарядов с плотностью η , распределенной по известному закону по оси Y .

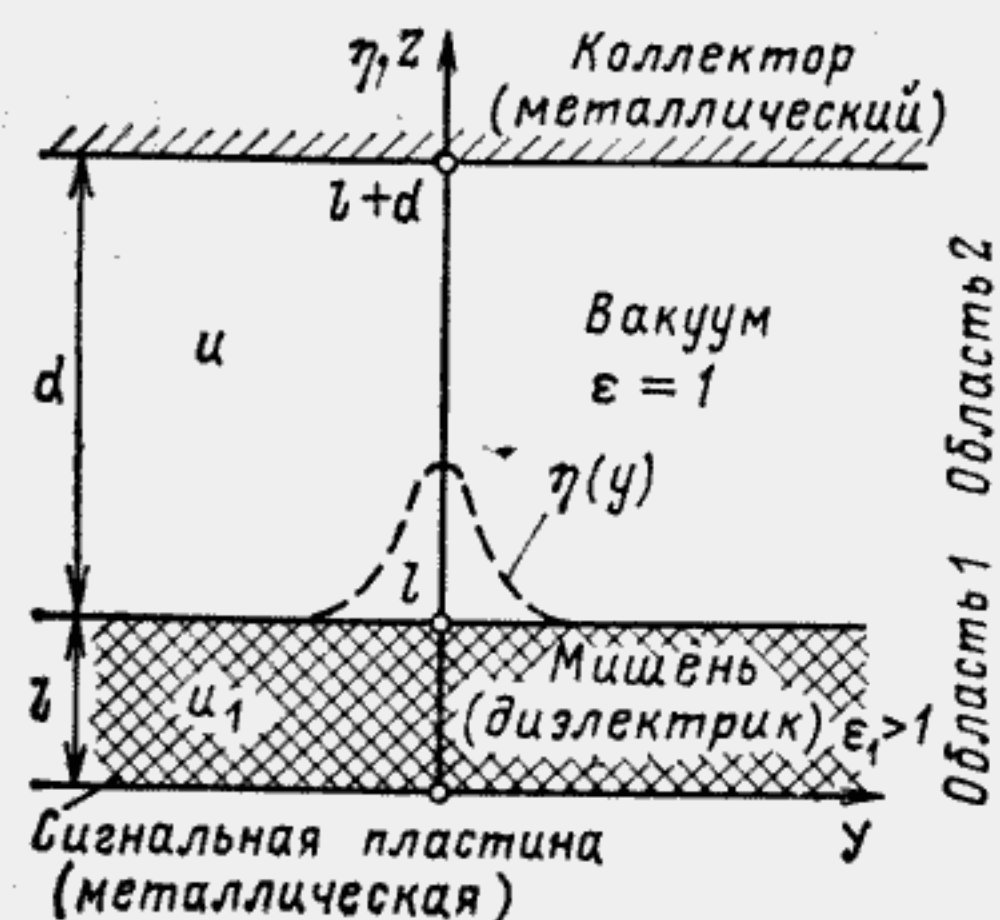


Рис. 1.7

Для того, чтобы можно было пренебречь полем у краев металлических электродов, будем считать, что размеры мишени, коллектора и сигнальной пластины по осям X, Y значительно превышают эффективную ширину нанесенной на поверхности мишени зарядной дорожки.

В ЗЭЛТ в качестве коллектора часто применяют мелкоструктурную сетку, которая на расстоянии от нее, превышающем шаг сетки (примерно 50 мкм), создает поле, совпадающее с полем плоского электрода. Поэтому, пренебрегая прозрачностью сетки для электронов, будем рассматривать ее как плоский эквипотенциальный электрод. При необходимости можно учесть влияние сетки на суммарное поле в промежутке мишень — коллектор. Цилиндрический коллектор (выполнен в виде аквадагового покрытия колбы трубки) также создает на расстоянии от своей поверхности, равном примерно 0,1 диаметра, поле, подобное полю плоского электрода.

При записи на мишени ЗЭЛТ при условии полного отбора вторичных электронов значения нанесенных зарядов определяются значениями скорости записи и тока записывающего луча, а закон распределения плотности заряда определяется законом распределения плотности тока луча.

Предположим, что запись осуществлена в виде прямой линии по оси x в середине мишени (см. рис. 1.5). В этом случае плотность заряда по оси y распределена по закону распределения плотности тока луча.

Рассмотрим пространственное распределение потенциалов и напряженности поля в модели ЗЭЛТ для областей 1 и 2 (рис. 1.7).

Используем методику, приведенную в [18], по определению потенциалов зарядных пятен на диэлектрике. Наиболее строго это может быть выполнено с помощью метода, основанного на интегрировании уравнений Лапласа $\nabla^2 u = 0$ для областей 1 и 2 узла мишени принятой модели. В [19] приведен результат математического решения задачи для двухслойного диэлектрика с зарядом между ними. Имеется работа, посвященная определению напряженностей полей заряженных участков диэлектрика, примененного в электрофотографии [20]. В ней решаются задачи, которые можно с некоторыми допущениями рассматривать как часть рассматриваемой задачи.

Как показывает анализ, теория поля зарядных пятен и дорожек, нанесенных на диэлектрик, во многом эквивалентна теории систем и преобразований в когерентной оптике и голографии [21]. Это делает актуальной работу по обобщению и численному анализу свойств потенциальных рельефов на поверхности диэлектриков вообще и по определению оптимальных параметров и режимов работы ЗЭЛТ для масштабно-временного преобразования на основе теории поля в частности.

Предположим, что диэлектрик мишени является изотропным и однородным и обладает линейными диэлектрическими характеристиками (т. е. диэлектрическая проницаемость ϵ_1 не зависит от нанесенного свободного заряда и от напряженности внешнего электрического поля E).

Уравнения Лапласа, составленные для первой и второй области в системе прямоугольных координат, записывают в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 u_1(y, z)}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 u_1(y, z)}{\partial y^2} &= 0; \\ \frac{\partial^2 u(y, z)}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 u(y, z)}{\partial y^2} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (1.11)$$

где u_1 — потенциал некоторой точки в области 1; u — потенциал некоторой точки в области 2; y, z — координаты некоторой точки в областях 1 и 2.

При решении задачи необходимо учесть следующие граничные условия:

1. Потенциал сигнальной пластины равен нулю, т. е.

$$u = 0 \text{ при } z = 0.$$

2. Потенциал коллектора постоянен и равен нулю либо U_k , если это оговорено дополнительно, т. е.

$$u = \begin{cases} 0, \\ U_k \end{cases} \text{ при } z = l + d.$$

3. Исходя из неразрывности потенциала на границе областей 1 и 2

$$u_1 = u \text{ при } z = l.$$

4. Изменение нормальной составляющей вектора электрического смещения (электрической индукции) на границе раздела диэлектриков равно плотности свободного (т. е. нанесенного извне) поверхностного заряда на этой границе:

$$\epsilon_0 \left(\epsilon_1 \frac{\partial u_1}{\partial z} - \epsilon \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=l} = \eta(y). \quad (1.12)$$

При решении уравнений Лапласа (1.11) применим метод интегрального преобразования Фурье [22], который для функции одной переменной можно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} \Phi(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(y) e^{-i\omega y} dy; \\ f(y) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\omega) e^{i\omega y} d\omega. \end{aligned} \right\} \quad (1.13)$$

Тогда уравнения (1.11) примут вид

$$\frac{\partial^2 \tilde{u}_1(\omega)}{\partial z^2} - \omega^2 \tilde{u}_1(\omega) = 0;$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{u}(\omega)}{\partial z^2} - \omega^2 \tilde{u}(\omega) = 0, \quad (1.14)$$

где $\tilde{u}(\omega) = 2 \int_0^{\infty} u(y, z) \cos \omega y dy$.

Решив уравнения (1.14) и определив значения $\tilde{u}(\omega)$, можно найти потенциалы в координатной области $u(y, z)$ в любой точке пространства между сигнальной пластиной и коллектором, используя при этом формулу обратного преобразования Фурье:

$$u(y, z) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \tilde{u}(\omega) \cos \omega y d\omega. \quad (1.15)$$

Решением уравнений (1.14) будет

$$\tilde{u}_1 = A_1 e^{\omega z} + A_2 e^{-\omega z}; \quad \tilde{u} = B_1 e^{\omega z} + B_2 e^{-\omega z}.$$

Переходя к гиперболическим функциям, решение можно записать в виде

$$\tilde{u}_1 = (A_1 - A_2) \operatorname{ch} \omega z + (A_1 + A_2) \operatorname{sh} \omega z = M \operatorname{sh} \omega z + N \operatorname{ch} \omega z.$$

Аналогично получим

$$\tilde{u} = P \operatorname{sh} \omega z + S \operatorname{ch} \omega z,$$

где M, N, P, S — постоянные, определяемые из граничных условий.

Поскольку $u(y, z)|_{z=l+d} = 0$, то и $\tilde{u}(\omega)|_{z=l+d} = 0$, следовательно,

$$P \operatorname{sh} \omega(l+d) + S \operatorname{ch} \omega(l+d) = 0,$$

откуда $P = -S \operatorname{cth} \omega(l+d)$ и

$$\tilde{u}(\omega) = S [\operatorname{ch} \omega z - \operatorname{cth} \omega(l+d) \operatorname{sh} \omega z]. \quad (1.16)$$

Аналогично при $u_1|_{z=0} = 0$, $\tilde{u}_1|_{z=0} = 0$, $\tilde{u}_1|_{z=0} = N = 0$, откуда $\tilde{u}_1(\omega) = M \operatorname{sh} \omega z$.

Так как $\tilde{u}_1 = \tilde{u}$ при $z=l$, то

$$M \operatorname{sh} \omega l = S [\operatorname{ch} \omega l - \operatorname{cth} \omega(l+d) \operatorname{sh} \omega l];$$

$$M = S [\operatorname{cth} \omega l - \operatorname{cth} \omega(l+d)].$$

Отсюда

$$\tilde{u}_1(\omega) = S [\operatorname{cth} \omega l - \operatorname{cth} \omega(l+d)] \operatorname{sh} \omega z. \quad (1.17)$$

Для нахождения S необходимо использовать граничное условие (1.12), при этом необходимо знать закон распределения свободного заряда на мишени $\eta(y)$. Будем считать плотность тока луча распределенной по гауссовскому закону, следовательно, и плотность заряда в дорожке по оси y также можно принять распределенной по этому закону. Тогда (1.12) принимает вид

$$\varepsilon_0 \left(\varepsilon_1 \frac{\partial u_1}{\partial z} - \varepsilon \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{z=l} = \eta_0 e^{-(y/r_0)^2}.$$

Применим к этому выражению преобразование Фурье и согласно [23] получим

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 \left(\varepsilon_1 \frac{\partial \tilde{u}_1}{\partial z} - \varepsilon \frac{\partial \tilde{u}}{\partial z} \right)_{z=l} &= 2\eta_0 \int_0^\infty e^{-(y/r_0)^2} \cos \omega y dy = \\ &= \sqrt{\pi} \eta_0 r_0 e^{-(\omega r_0/2)^2}. \end{aligned} \quad (1.18)$$

Продифференцируем выражения (1.16) и (1.17) по z и найдем значения производных при $z = l$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{u}_1}{\partial z} \Big|_{z=l} &= S\omega [\operatorname{cth} \omega l \operatorname{ch} \omega l - \operatorname{cth} \omega (l+d) \operatorname{ch} \omega l]; \\ \frac{\partial \tilde{u}}{\partial z} \Big|_{z=l} &= S\omega [\operatorname{sh} \omega l - \operatorname{cth} \omega (l+d) \operatorname{ch} \omega l]. \end{aligned}$$

После ряда преобразований выражение (1.18) примет вид

$$\varepsilon_0 S\omega \left[\varepsilon_1 \frac{\operatorname{ch} \omega l}{\operatorname{th} \omega l} - (\varepsilon_1 - \varepsilon) \frac{\operatorname{ch} \omega l}{\operatorname{th} \omega (l+d)} - \varepsilon \operatorname{sh} \omega l \right] = \sqrt{\pi} \eta_0 r_0 e^{-(\omega r_0/2)^2},$$

откуда получаем значение постоянной

$$S = \frac{\sqrt{\pi}}{\varepsilon_0} \eta_0 r_0 e^{-(\omega_0 r_0/2)^2} \frac{1}{\omega} F(\varepsilon_1, \varepsilon, \omega, l, d), \quad (1.19)$$

где

$$F(\varepsilon_1, \varepsilon, \omega, l, d) = \left[\varepsilon_1 \frac{\operatorname{ch} \omega l}{\operatorname{th} \omega l} - (\varepsilon_1 - \varepsilon) \frac{\operatorname{ch} \omega l}{\operatorname{th} \omega (l+d)} - \varepsilon \operatorname{sh} \omega l \right]^{-1}. \quad (1.20)$$

Подставляя значения (1.19) в (1.16) и (1.17), получаем выражения для спектрального представления потенциалов:

$$\begin{aligned} \tilde{u}(\omega) &= \frac{\sqrt{\pi} \eta_0 r_0}{\varepsilon_0 \omega} e^{-(\omega r_0/2)^2} F(\varepsilon_1, \varepsilon, \omega, l, d) F_2(\omega, z, l, d); \\ \tilde{u}_1(\omega) &= \frac{\sqrt{\pi} \eta_0 r_0}{\varepsilon_0 \omega} e^{-(\omega r_0/2)^2} F(\varepsilon_1, \varepsilon, \omega, l, d) F_1(\omega, z, l, d), \end{aligned} \quad (1.21)$$

где

$$\begin{aligned} F_2(\omega, z, l, d) &= \operatorname{ch} \omega z - \operatorname{ch} \omega z \operatorname{cth} \omega (l+d); \\ F_1(\omega, z, l, d) &= [\operatorname{cth} \omega l - \operatorname{cth} \omega (l+d)] \operatorname{sh} \omega z. \end{aligned} \quad (1.22)$$

Потенциал в любой точке пространства областей 1 и 2 (см. рис. 1.7), создаваемый зарядной дорожкой с распределением плотности заряда в поперечном сечении по гауссовскому закону, можно опреде-

лить подстановкой (1.21) в (1.15), т. е. используя обратное преобразование Фурье:

$$\begin{aligned} u(y, z) &= \frac{1}{\pi} \frac{\sqrt{\pi} \eta_0 r_0}{\varepsilon_0} \int_0^\infty e^{-(\omega r_0/2)^2} \frac{1}{\omega} FF_2 \cos \omega y d\omega; \\ u_1(y, z) &= \frac{1}{\pi} \frac{\sqrt{\pi} \eta_0 r_0}{\varepsilon_0} \int_0^\infty e^{-(\omega r_0/2)^2} \frac{1}{\omega} FF_1 \cos \omega y d\omega. \end{aligned} \quad (1.23)$$

Следует заметить, что выражения, приведенные в [19], путем сложных преобразований можно привести к виду (1.23).

Интегралы в правой части (1.23) не выражаются через элементарные функции, и поэтому решать их необходимо численными методами с использованием ЭВМ. Однако для некоторых частных случаев эти выражения могут быть несколько упрощены.

Для упрощения выражений F , F_1 и F_2 перейдем к безразмерным аргументам. Обозначим $\varphi = \omega r_0$, $\beta = y/r_0$, $\gamma = z/r_0$, $\alpha = x/r_0$, $\lambda = l/r_0$, $\delta = d/r_0$, тогда выражение (1.23) примет вид

$$u(\beta, \gamma) = \frac{\eta_0 r_0}{\sqrt{\pi} \varepsilon_0} \int_0^\infty e^{-(\varphi/2)^2} \frac{1}{\varphi} FF_2 \cos \varphi \beta d\varphi,$$

$$\text{где } F = \left[\varepsilon_1 \frac{\operatorname{ch} \varphi \lambda}{\operatorname{th} \varphi \lambda} - (\varepsilon_1 - \varepsilon) \frac{\operatorname{ch} \varphi \lambda}{\operatorname{th} \varphi (\lambda + \delta)} - \varepsilon \operatorname{sh} \varphi \lambda \right]^{-1}; \quad F_2 = \operatorname{ch} \varphi \gamma -$$

$$- \frac{\operatorname{sh} \varphi \gamma}{\operatorname{th} \varphi (\lambda + \delta)}; \text{ в дальнейшем можем принять для вакуума } \varepsilon = 1.$$

После преобразований выражения (1.20) и (1.22) принимают вид:

$$F = \frac{\operatorname{sh} \varphi \lambda \operatorname{sh} \varphi (\lambda + \delta)}{\operatorname{sh} \varphi \lambda \operatorname{ch} \varphi \delta + \varepsilon_1 \operatorname{ch} \varphi \lambda \operatorname{sh} \varphi \delta}; \quad (1.24)$$

$$F_2 = \frac{\operatorname{sh} \varphi (\lambda + \delta - \gamma)}{\operatorname{sh} \varphi (\lambda + \delta)}; \quad (1.25)$$

$$F_1 = \frac{\operatorname{sh} \varphi \delta \operatorname{sh} \varphi \gamma}{\operatorname{sh} \varphi \lambda \operatorname{sh} \varphi (\lambda + \delta)}. \quad (1.26)$$

Произведения функций с учетом (1.24), (1.25) и (1.26) составят:

$$\begin{aligned} FF_2 &= \frac{\operatorname{sh} \varphi \lambda \operatorname{sh} \varphi (\lambda + \delta - \gamma)}{\operatorname{sh} \varphi \lambda \operatorname{ch} \varphi \delta + \varepsilon_1 \operatorname{ch} \varphi \lambda \operatorname{sh} \varphi \delta}; \\ FF_1 &= \frac{\operatorname{sh} \varphi \delta \operatorname{sh} \varphi \gamma}{\operatorname{sh} \varphi \lambda \operatorname{ch} \varphi \delta + \varepsilon_1 \operatorname{ch} \varphi \lambda \operatorname{sh} \varphi \delta}. \end{aligned} \quad (1.27)$$

Таким образом, выражения для потенциалов в области 1 и 2 принимают вид:

$$\left[\begin{aligned} u(\beta, \gamma) &= \frac{\eta_0 r_0}{\sqrt{\pi} \varepsilon_0} \int_0^\infty \frac{1}{\varphi} \frac{\operatorname{sh} \varphi \lambda \operatorname{sh} \varphi (\lambda + \delta - \gamma)}{\operatorname{sh} \varphi \lambda \operatorname{ch} \varphi \delta + \varepsilon_1 \operatorname{ch} \varphi \lambda \operatorname{sh} \varphi \delta} e^{-(\varphi/2)^2} \cos \varphi \beta d\varphi; \\ u_1(\beta, \gamma) &= \frac{\eta_0 r_0}{\sqrt{\pi} \varepsilon_0} \int_0^\infty \frac{1}{\varphi} \frac{\operatorname{sh} \varphi \delta \operatorname{sh} \varphi \gamma}{\operatorname{sh} \varphi \lambda \operatorname{ch} \varphi \delta + \varepsilon_1 \operatorname{ch} \varphi \lambda \operatorname{sh} \varphi \delta} e^{-(\varphi/2)^2} \cos \varphi \beta d\varphi. \end{aligned} \right] \quad (1.28)$$

выражения для потенциалов в области 2 и 1 можно также представить в виде:

$$u(\beta, \gamma) = \frac{2\eta_0 z_0}{\sqrt{\pi} \varepsilon_0 (\varepsilon_1 + 1)} \int_0^\infty \frac{1}{\varphi} \frac{\operatorname{sh} \varphi \lambda \operatorname{sh} \varphi (1 + \delta - \gamma) e^{-(\varphi/2)^2}}{\operatorname{sh} \varphi (\delta + \lambda) + k \operatorname{sh} \varphi (\delta - \lambda)} \cos \varphi \beta d\varphi; \quad (1.29)$$

$$u_1(\beta, \gamma) = \frac{2\eta_0 z_0}{\sqrt{\pi} \varepsilon_0 (\varepsilon_1 + 1)} \int_0^\infty \frac{1}{\varphi} \frac{\operatorname{sh} \varphi \delta \operatorname{sh} \varphi \gamma e^{-(\varphi/2)^2}}{\operatorname{sh} \varphi (\delta + \lambda) + k \operatorname{sh} \varphi (\delta - \lambda)} \cos \varphi \beta d\varphi, \quad (1.30)$$

где $k = \frac{\varepsilon_1 - 1}{\varepsilon_1 + 1}$.

В выражениях (1.23) можно выделить три основных сомножителя.

Первый сомножитель определяется параметрами системы, второй — законом распределения плотности заряда дорожки, третий сомножитель представляет собой обратное преобразование Фурье.

Первый сомножитель для областей 1 и 2 имеет вид

$$\left. \begin{aligned} H(\omega) &= FF_2/\varepsilon_0 \omega; \\ H_1(\omega) &= FF_1/\varepsilon_0 \omega, \end{aligned} \right\} \quad (1.31)$$

где $\varepsilon_0 = 8,8 \cdot 10^{-12}$ Ф/м. Этот сомножитель по смыслу является частотным представлением функции Грина для рассматриваемой модели. В радиоэлектронике функции H и H_1 аналогичны передаточной характеристике системы.

Второй сомножитель в выражениях (1.23) представляет собой прямое преобразование Фурье распределения плотности заряда. В радиоэлектронике этот сомножитель аналогичен частотному представлению сигнала, подаваемому на вход системы и описываемому в соответствии с выражением (1.18):

$$\Phi(\omega) = 2\eta_0 \int_0^\infty e^{-(y/r_0)^2} \cos \omega y dy = \sqrt{\pi} \eta_0 r_0 e^{-(\omega r_0/2)^2}. \quad (1.32)$$

С учетом изложенного выражения для потенциалов в рассматриваемой модели можно записать в более простом виде:

$$\left. \begin{aligned} u(y, z) &= \frac{1}{\pi} \int_0^\infty H\Phi \cos \omega y d\omega; \\ u_1(y, z) &= \frac{1}{\pi} \int_0^\infty H_1\Phi \cos \omega y d\omega, \end{aligned} \right\} \quad (1.33)$$

где H , H_1 и Φ определяются выражениями (1.31) — (1.32).

В безразмерных координатах эти выражения принимают вид:

$$G(\varphi) = FF_2 r_0 / \varepsilon_0 \varphi; \quad (1.34)$$

$$G_1(\varphi) = FF_1 r_0 / \varepsilon_0 \varphi; \quad (1.35)$$

$$\Phi(\varphi) = \sqrt{\pi} \eta_0 r_0 e^{-(\varphi/2)^2}; \quad (1.36)$$

$$u(\beta, \gamma) = \frac{1}{\pi r_0} \int_0^\infty G\Phi \cos \varphi \beta d\varphi. \quad (1.37)$$

Из рассмотренных выражений (1.27), (1.28), (1.34) и (1.37) легко установить, что

$$\begin{aligned} u(\beta, \gamma) &= \frac{\eta_0 r_0}{\sqrt{\pi} \varepsilon_0} \int_0^\infty \frac{1}{\varphi} FF_2 e^{-(\varphi/2)^2} \cos \varphi \beta d\varphi = \\ &= \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \tilde{u}(\varphi) \cos \varphi \beta d\varphi, \end{aligned} \quad (1.38)$$

где $\tilde{u}(\varphi) = G\Phi/r_0$.

Обозначим $G(\varphi) = \Gamma(\varphi)r_0/\varepsilon_0$, где $\Gamma(\varphi) = FF_2/\varphi$ — выделенный сомножитель частотного представления функции Грина, зависящий от параметров системы λ , δ и от расстояния над поверхностью мишени (координаты $g = \gamma - \lambda$).

Для численного расчета распределения потенциалов необходимо определить значения подынтегральной функции Γ при значении $\varphi = 0$. Для этого раскроем неопределенность по правилу Лопиталья. Обозначим

$$\Gamma = \frac{FF_2}{\varphi} = \frac{T}{\Omega} = \frac{\operatorname{sh} \varphi \lambda \operatorname{sh} \varphi (\lambda + \delta - \gamma)}{\varphi (\operatorname{sh} \varphi \lambda \operatorname{ch} \varphi \delta + \varepsilon_1 \operatorname{ch} \varphi \lambda \operatorname{sh} \varphi \delta)}. \quad (1.39)$$

Для нахождения предела про дифференцируем по φ числитель T и знаменатель Ω :

$$\begin{aligned} T' &= (\lambda + \delta - \gamma) \operatorname{sh} \varphi \lambda \operatorname{ch} \varphi (\lambda + \delta - \gamma) + \lambda \operatorname{ch} \varphi \lambda \operatorname{sh} \varphi (\lambda + \delta + \gamma); \\ \Omega' &= \operatorname{sh} \varphi \lambda \operatorname{ch} \varphi \delta + \varphi \lambda \operatorname{ch} \varphi \lambda \operatorname{ch} \varphi \delta + \varphi \delta \operatorname{sh} \varphi \lambda \operatorname{sh} \varphi \delta + \\ &+ \varepsilon_1 (\operatorname{ch} \varphi \lambda \operatorname{sh} \varphi \delta + \varphi \lambda \operatorname{sh} \varphi \lambda \operatorname{sh} \varphi \delta + \varphi \delta \operatorname{ch} \varphi \lambda \operatorname{ch} \varphi \delta). \end{aligned}$$

Полученные выражения необходимо продифференцировать второй раз, тогда

$$T'' = (\lambda + \delta - \gamma) \lambda \operatorname{ch} \varphi \lambda \operatorname{ch} \varphi (\lambda + \delta - \gamma) + (\lambda + \delta - \gamma)^2 \operatorname{sh} \varphi \lambda \operatorname{sh} \varphi (\lambda + \delta - \gamma) + \lambda^2 \operatorname{sh} \varphi \lambda \operatorname{sh} \varphi (\lambda + \delta - \gamma) + (\lambda + \delta - \gamma) \lambda \operatorname{ch} \varphi \lambda \operatorname{ch} \varphi (\lambda + \delta - \gamma);$$

$$\lim_{\varphi \rightarrow 0} T'' = 2\lambda (\lambda + \delta - \gamma).$$

Можно показать, что $\lim_{\varphi \rightarrow 0} \Omega'' = 2\lambda + 2\varepsilon_1 \delta$.

Тогда

$$\lim_{\varphi \rightarrow 0} \Gamma = \lambda (\lambda + \delta - \gamma) / (\lambda + \varepsilon_1 \delta).$$

Для области I, приняв

$$\Gamma_1 = FF_1 / \varphi = T_1 / \Omega_1,$$

можно показать, что $\lim_{\varphi \rightarrow 0} T_1'' = \delta \gamma$. Тогда с учетом полученных выше результатов

$$\lim_{\varphi \rightarrow 0} \Gamma_1 = \delta \gamma / (\lambda + \varepsilon_1 \delta).$$

Представим выражение (1.39) в виде

$$\Gamma = \frac{FF_2}{\varphi} = \frac{(e^{\varphi \lambda} - e^{-\varphi \lambda}) (e^{-\varphi \gamma} e^{\varphi \gamma} e^{\varphi \delta} - e^{\varphi \gamma} e^{-\varphi \lambda} e^{-\varphi \delta})}{(e^{\varphi \lambda} - e^{-\varphi \lambda}) (e^{\varphi \delta} + e^{-\varphi \delta}) + \varepsilon_1 (e^{\varphi \lambda} + e^{-\varphi \lambda}) (e^{\varphi \delta} - e^{-\varphi \delta})}.$$

Исследуем поведение функции Γ для некоторых частных случаев, которые могут быть использованы при численном анализе системы (модели).

1. Предельный случай дальнего коллектора ($\delta \rightarrow \infty$):

$$\Gamma_{\delta \rightarrow \infty} = \frac{1}{\varphi} \frac{e^{-\varphi g} (e^{\varphi \lambda} - e^{-\varphi \lambda})}{e^{\varphi \lambda} - e^{-\varphi \lambda} + \varepsilon_1 (e^{\varphi \lambda} + e^{-\varphi \lambda})}, \quad (1.40)$$

при этом $\Gamma_{\varphi \rightarrow 0} = \lambda / \varepsilon_1$.

2. Предельный случай сравнительно толстого диэлектрика мишени ($\lambda \rightarrow \infty$)

$$\Gamma_{\lambda \rightarrow \infty} = \frac{1}{\varphi} \frac{e^{\varphi(\delta-g)} - e^{-\varphi(\delta-g)}}{e^{\varphi \delta} + e^{-\varphi \delta} + \varepsilon_1 (e^{\varphi \delta} - e^{-\varphi \delta})}, \quad (1.41)$$

при этом $\Gamma_{\varphi \rightarrow 0} = \delta - g$.

3. Случай $\lambda = \delta = \rho$, когда поверхность диэлектрической мишени расположена на равном расстоянии ρ от сигнальной пластины и от коллектора:

$$\Gamma_{\lambda=\delta=\rho} = \frac{\operatorname{sh} \varphi (\rho - g)}{\varphi (\varepsilon_1 + 1) \operatorname{ch} \varphi \rho}, \quad (1.42)$$

при этом $\Gamma_{\varphi \rightarrow 0} = (\rho - g) / (\varepsilon_1 + 1)$.

Чтобы найти значение потенциала на поверхности мишени, необходимо в выражениях (1.40) и (1.41) положить $g=0$. При $g=0$ выражение (1.42) принимает вид

$$\Gamma_{\lambda=\delta=\rho, g=0} = \operatorname{th} \varphi \rho / \varphi (\varepsilon_1 + 1). \quad (1.43)$$

4. Случай $\lambda = \delta = \rho \rightarrow \infty$. Из выражения (1.42) получаем

$$\Gamma_{\lambda=\delta=\infty} = \frac{e^{\varphi \rho} e^{-\varphi g} - e^{-\varphi \rho} e^{-\varphi g}}{(\varepsilon_1 + 1) \varphi (e^{\varphi \rho} + e^{-\varphi \rho})} = \frac{e^{-\varphi g}}{\varphi (\varepsilon_1 + 1)} \quad (1.44)$$

Из выражения (1.44) следует, что узкая зарядная дорожка с крутыми спадами образует потенциальную дорожку с рельефом расплывчатой формы.

Примем $r_0 = 10^{-4}$ м, $\varepsilon_1 = 8$, что соответствует параметрам ЗЭЛТ СОЗУ2 [41]. Значение η_0 оценим из следующих соображений. Максимальное значение тока записывающего луча в трубке составляет $I_3 \approx 100$ мкА, диаметр луча при гауссовском распределении плотности тока можно принять $d_{\lambda} \approx 4r_0 = 4 \cdot 10^{-4}$ м. При больших скоростях записи длительность развертки записи $t_{p.з} = 5 \cdot 10^{-9}$ с на всю длину рабочей части мишени $L_M = 5 \cdot 10^{-2}$ м. В этом случае максимальная скорость записи составит

$$v_3 = \frac{L_M}{t_{p.з}} = \frac{5 \cdot 10^{-2}}{5 \cdot 10^{-9}} = 10^7 \text{ м/с.}$$

Время прохождения записывающим лучом расстояния, равного диаметру,

$$\Delta t_3 = \frac{d_{\lambda}}{v_3} = \frac{4 \cdot 10^{-4}}{10^7} \approx 4 \cdot 10^{-11} \text{ с;}$$

плотность тока в центре круга сечения луча при гауссовском распределении по диаметру луча составит

$$j_0 = \frac{I_3}{\pi r_0^2} = \frac{100 \cdot 10^{-6}}{3,14 \cdot 10^{-8}} \approx 3 \cdot 10^3 \text{ А/м}^2. \quad \boxed{1 \cdot 10^3 \text{ А/м}^2, I_3 = 0,18 \text{ мА}}$$

При полном отборе вторичных электронов во время записи при $\sigma = 3 \div 5$.

$$\eta_0 = j_0 \Delta t_3 (\sigma - 1) = 3 \cdot 10^3 \cdot 4 \cdot 10^{-11} \cdot 3 \approx 10^{-7} \text{ Кл/м}^2. \quad \boxed{3,6 \cdot 10^{-7} \text{ Кл/м}^2 ?}$$

На рис. 1.8—1.10 приведены аналитические зависимости потенциала u от координаты β при различных расстояниях g от поверхности мишени. Расчеты сделаны для значений λ и δ , равных 0,1; 1,0; 10; 100 в различных сочетаниях.

Из расчетов следует, что значение потенциала по осевой линии дорожки увеличивается при увеличении значений параметров системы λ и δ .

$\epsilon = \frac{d}{r_2}$
 $\epsilon = \frac{r_1 - r_2}{r_2}$
 $\epsilon = \frac{r_1}{r_2} - 1$
 $\epsilon = \frac{r_1}{r_2}$

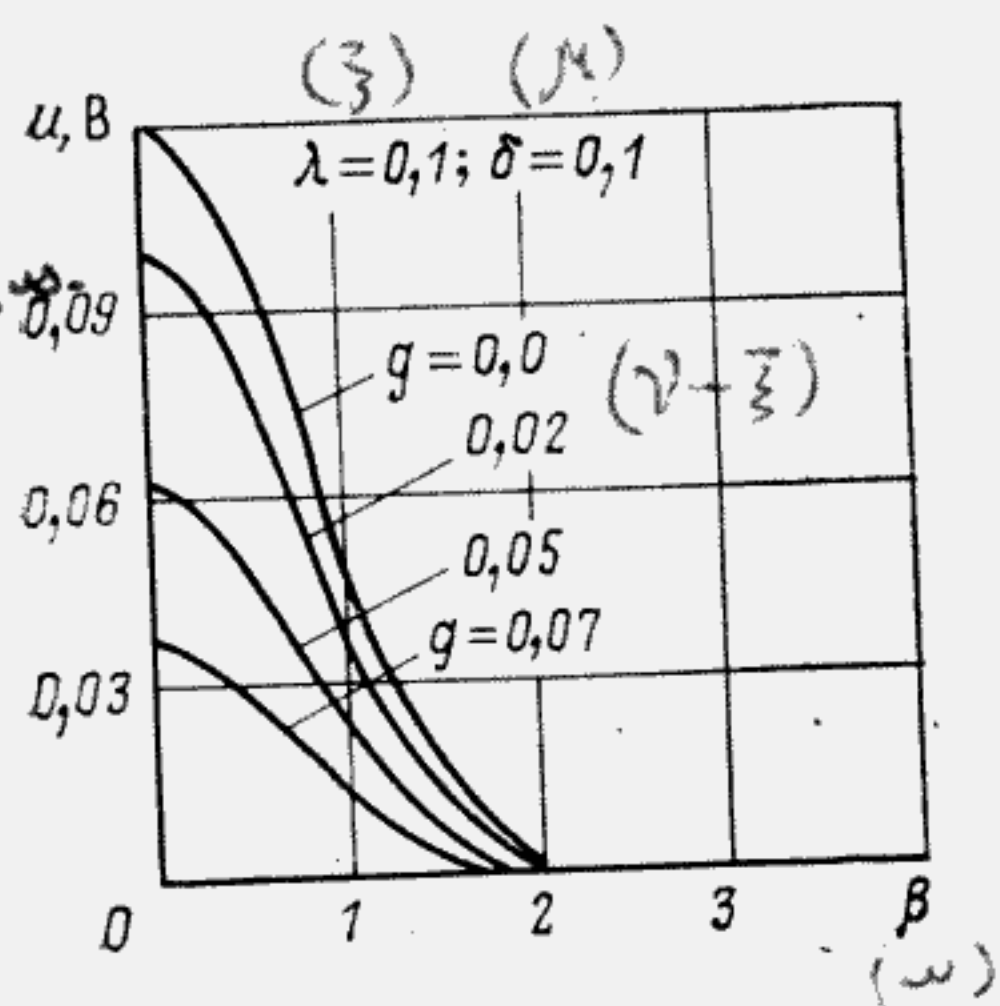


Рис. 1.8

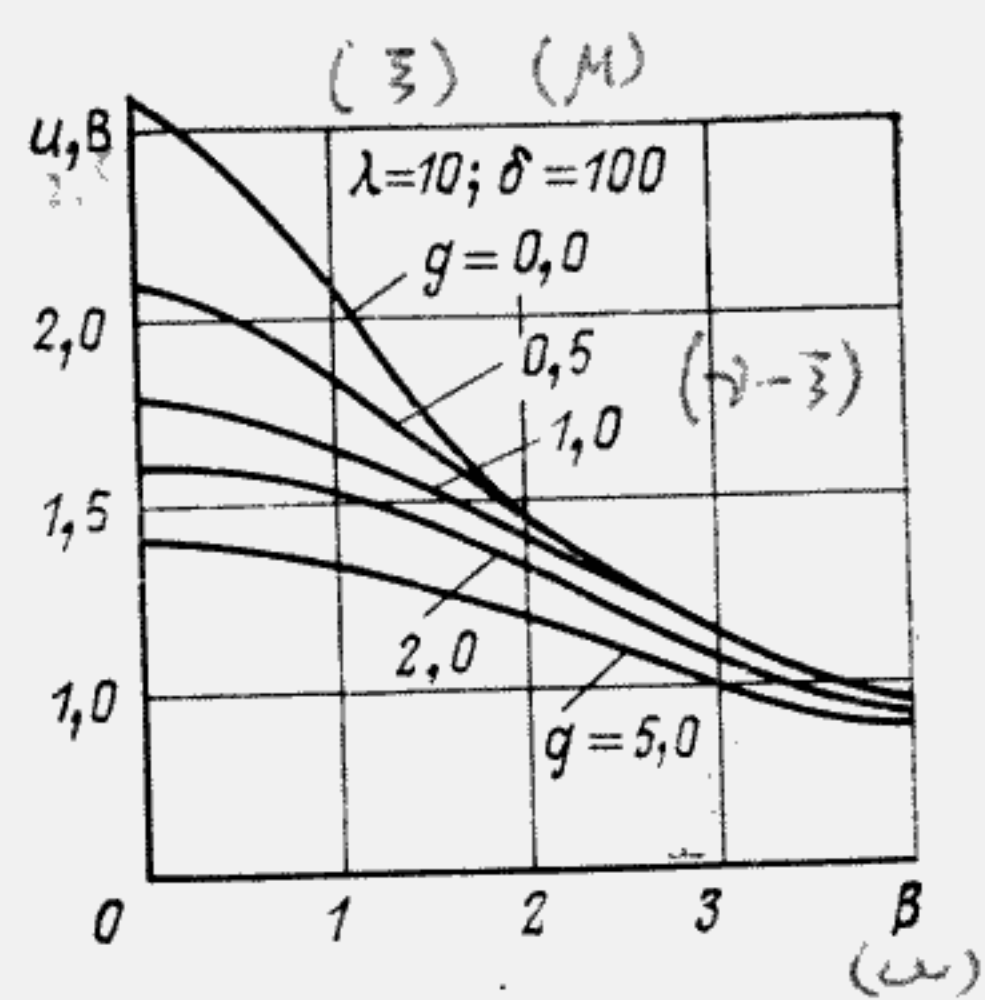


Рис. 1.9

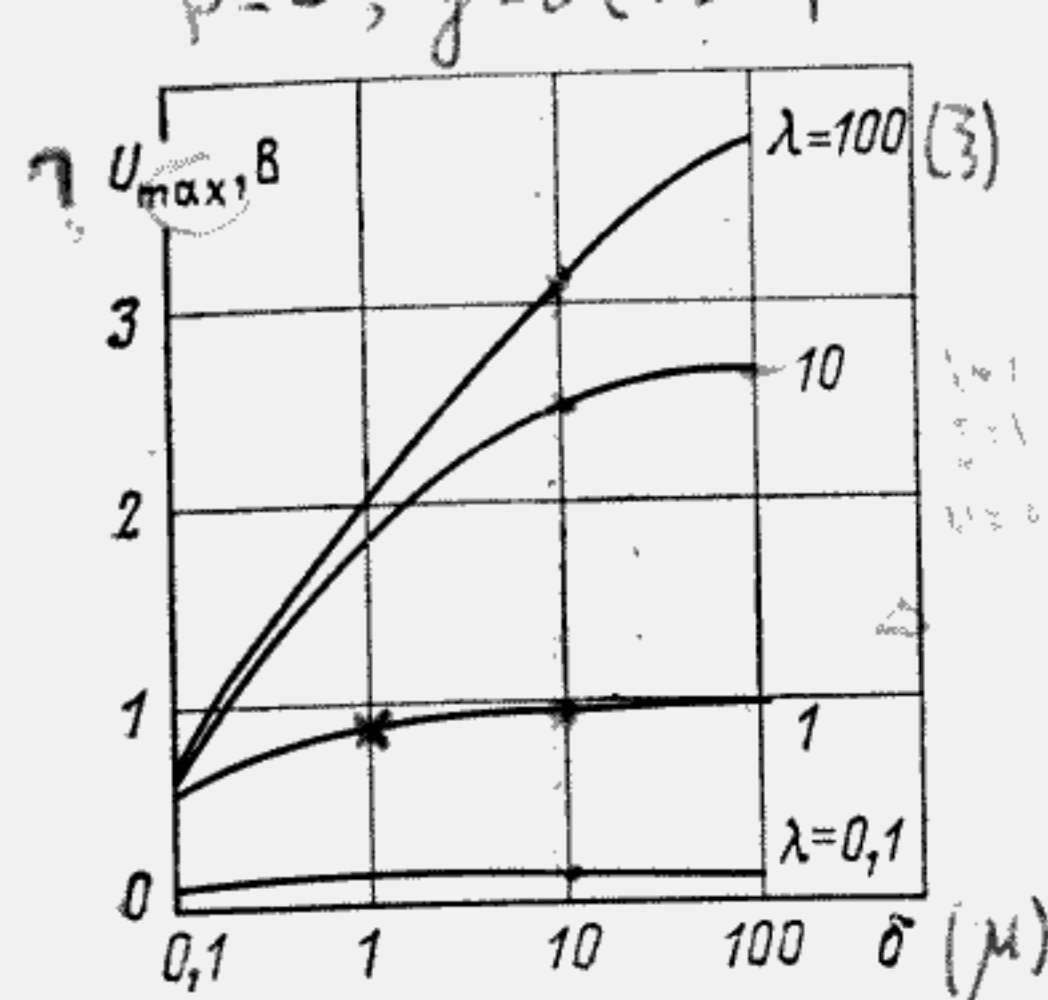
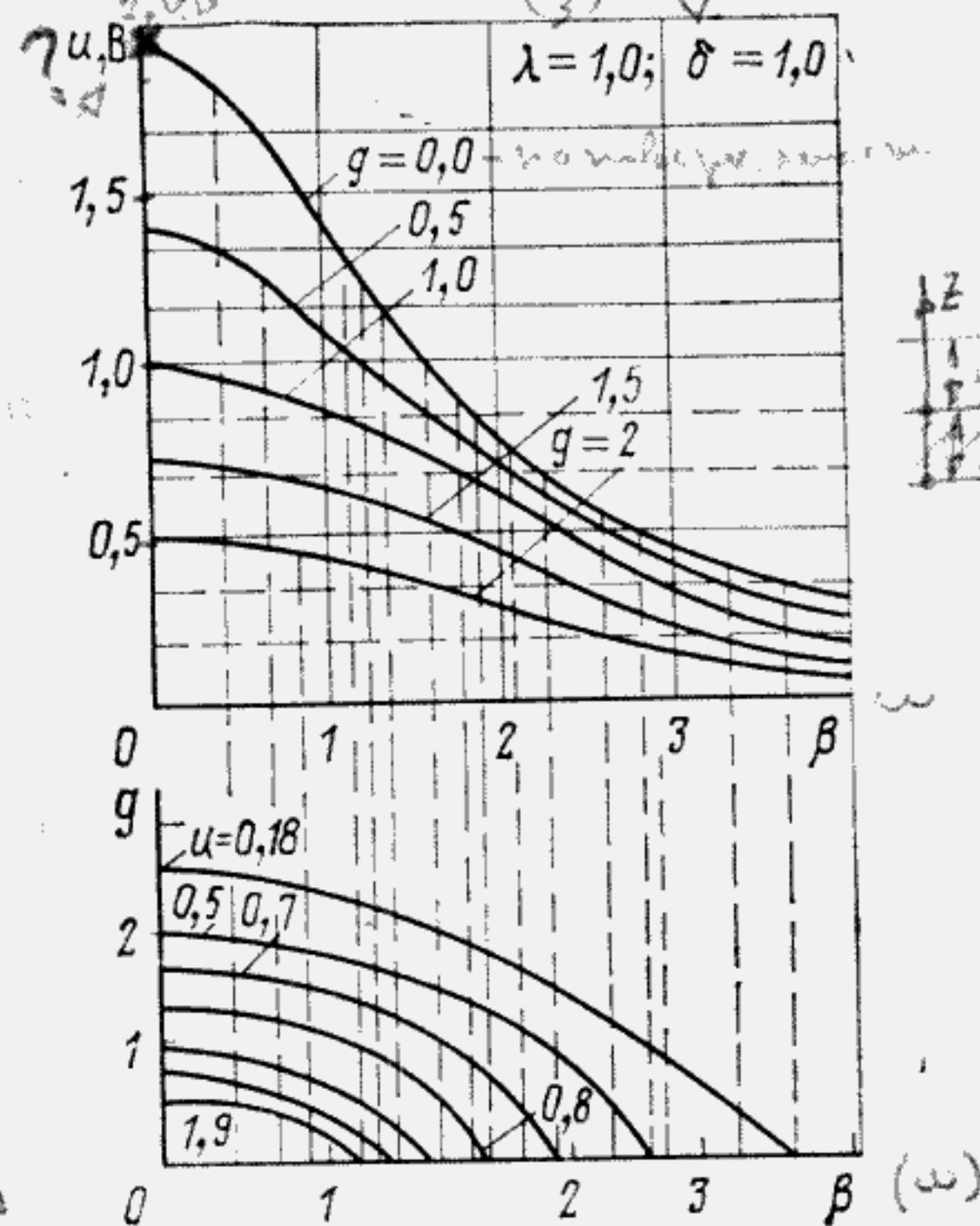


Рис. 1.14



$\lambda = l/r_0$, $\delta = d/r_0$, $\beta = y/r_0$
 $g = \gamma - \lambda = z/r_0 - l/r_0 = \nu - \zeta = \xi$
 Рис. 1.15

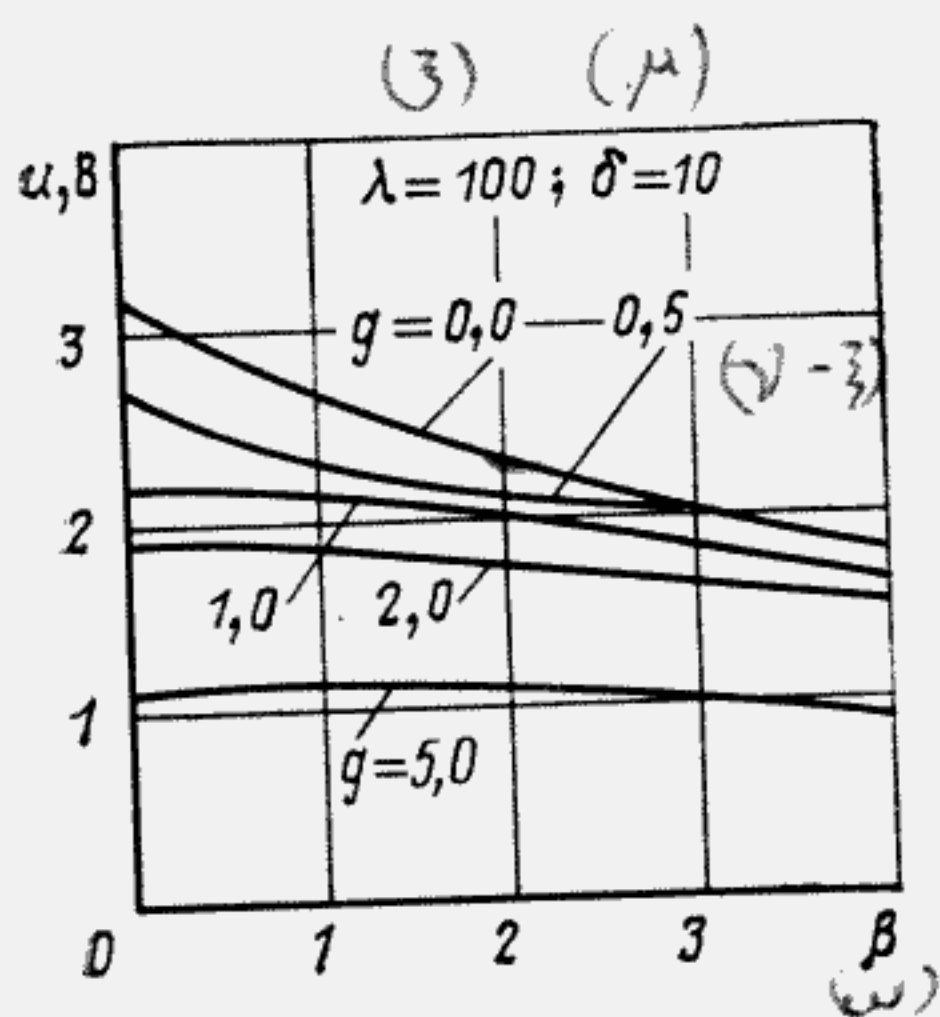


Рис. 1.10

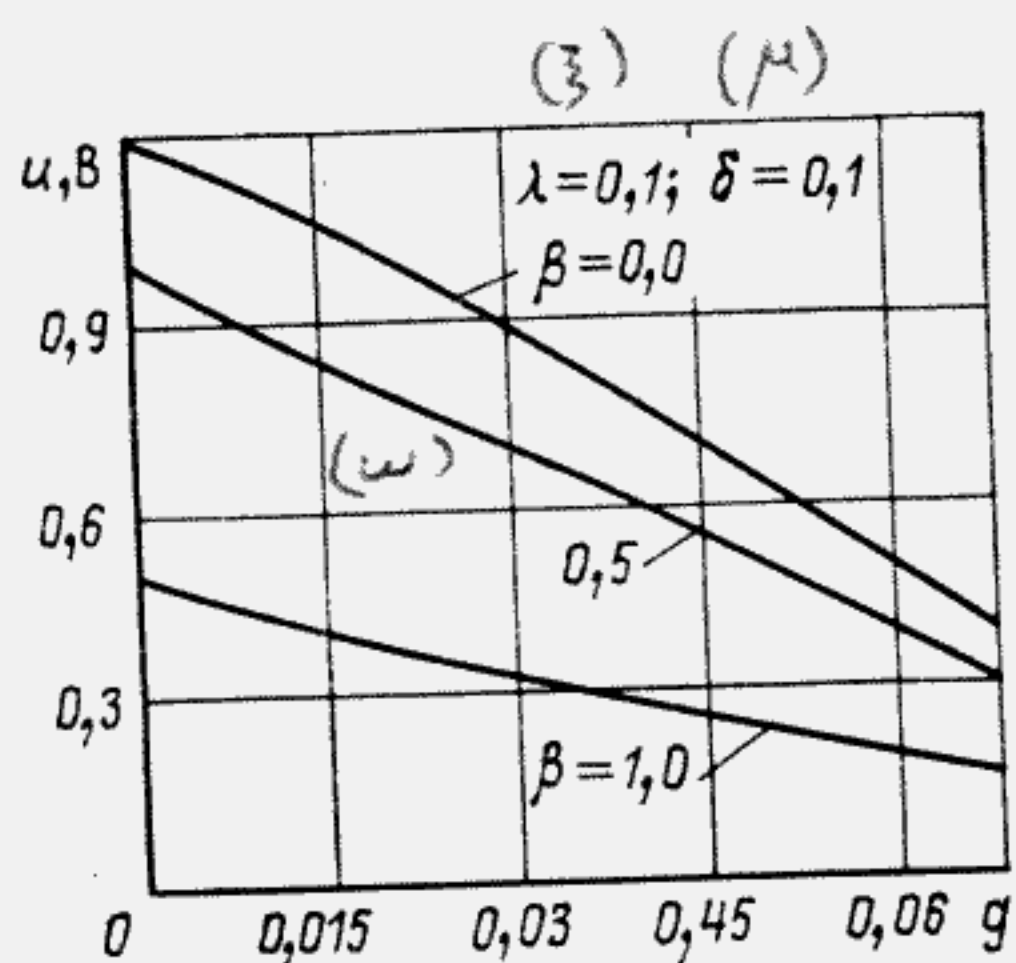


Рис. 1.11

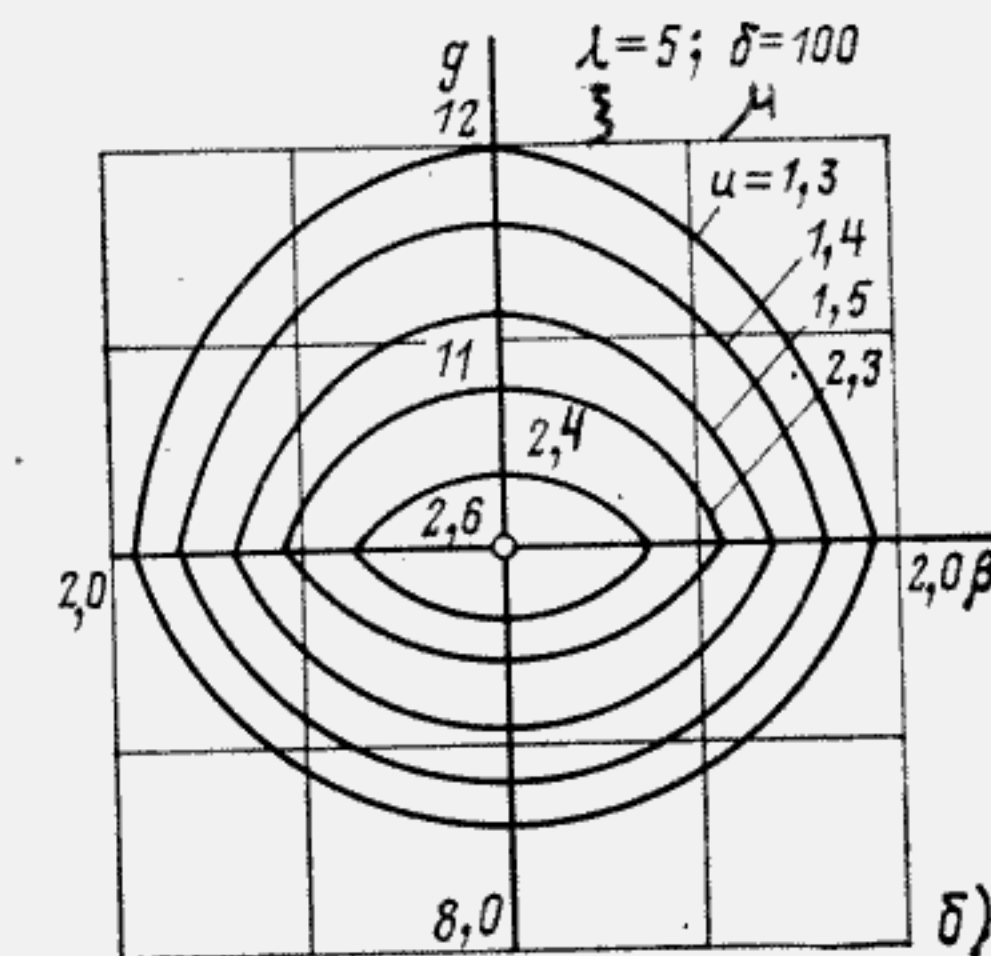
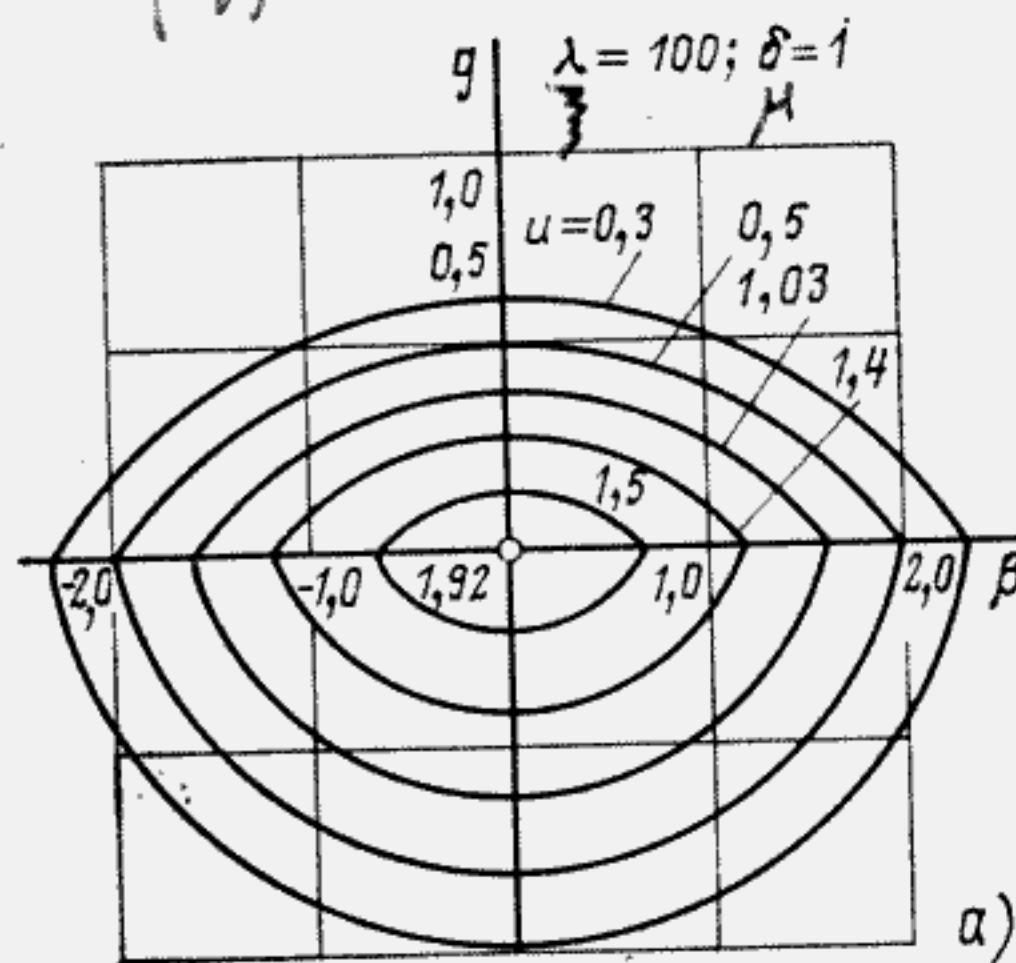


Рис. 1.16

При малых значениях λ и δ относительное значение потенциала практически спадает до нуля при меньших значениях β . Малая толщина мишени λ в большей степени ограничивает ширину потенциальной дорожки, чем малое расстояние до коллектора δ . Например, при $\lambda = 0,1$ и $\delta = 0,1 \div 100$ ширина потенциальной дорожки не превышает $\beta = \pm 2$, при $\lambda = 1$ и $\delta = 0,1 \div 100$ ширина потенциальной дорожки не превышает $\beta = \pm 3,5$ и т. д. При значениях $\lambda \geq 10$ только малые значения $\delta = 0,1$ ограничивают ширину потенциальной дорожки до значений $\beta = \pm 4$.

На рис. 1.11—1.13 приведены аналитические зависимости u от расстояния до мишени g для различных значений β . Чем меньше значение

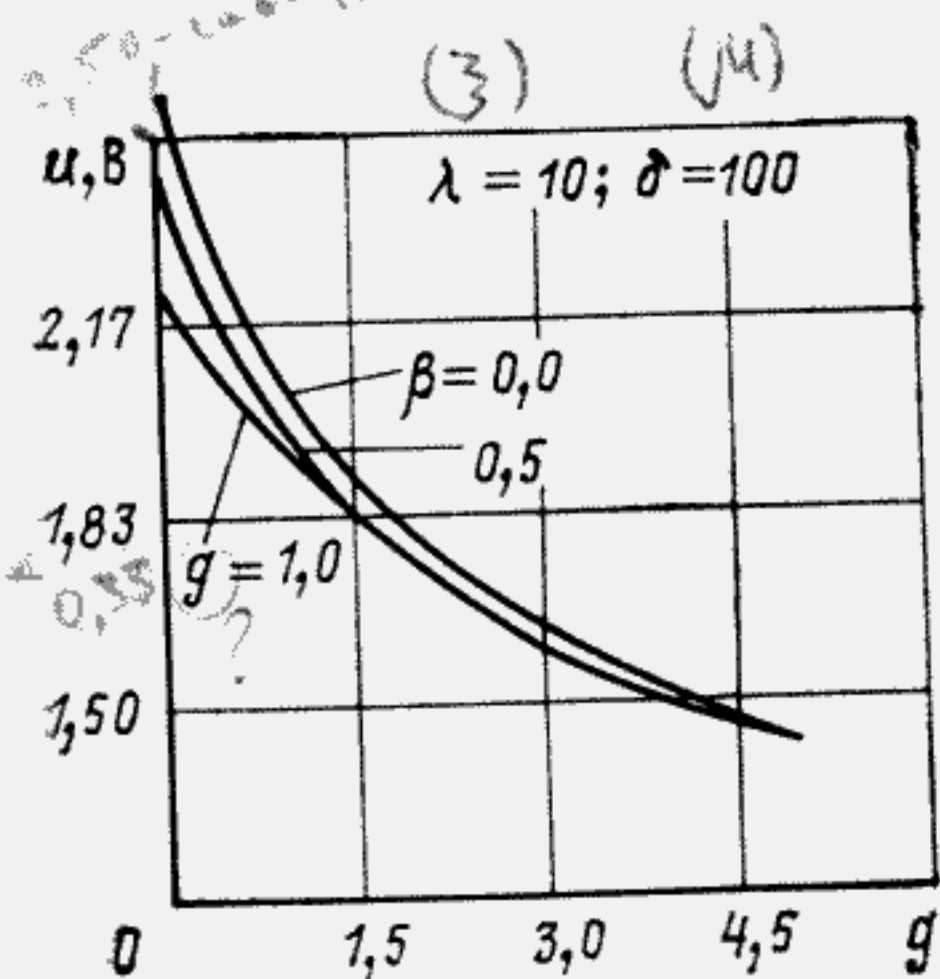


Рис. 1.12

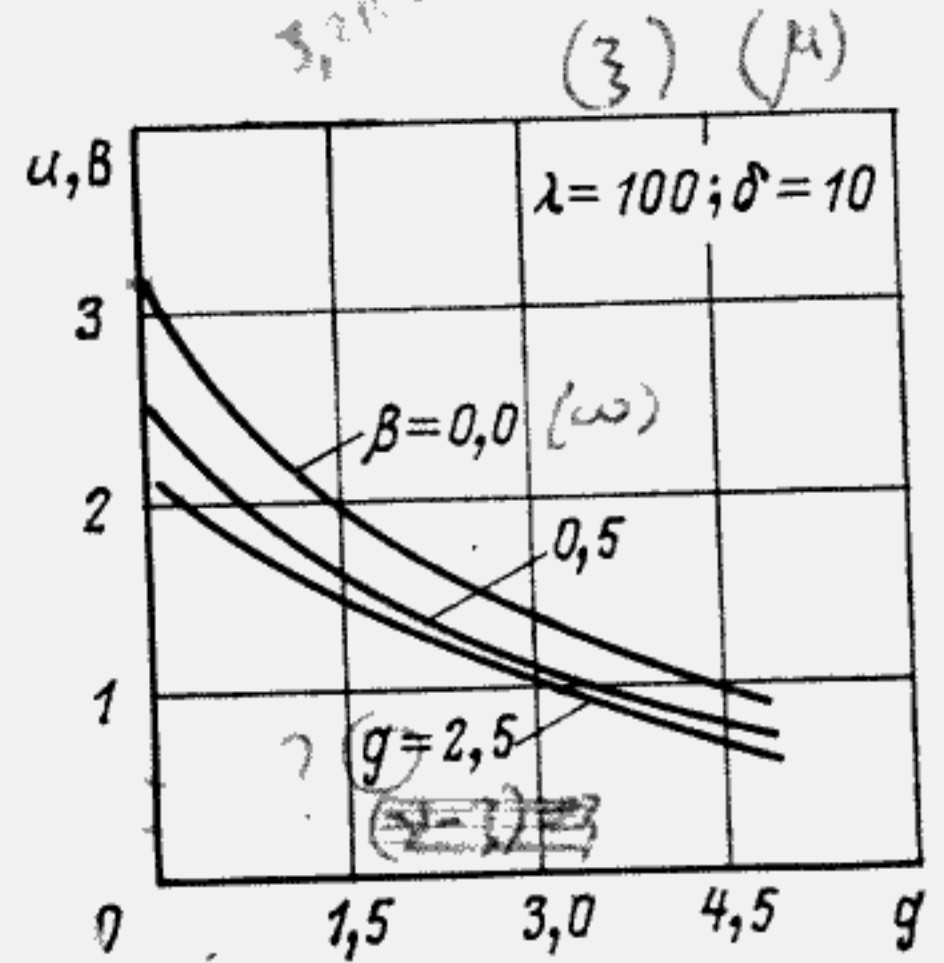
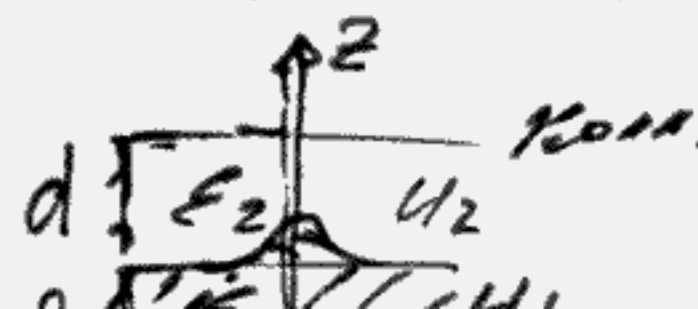


Рис. 1.13



δ при прочих равных условиях, тем быстрее спадает потенциал в направлении оси γ .

Указанные и все последующие распределения потенциалов и напряженностей поля рассчитаны для случая $\eta_0 = 10^{-6}$ Кл/м².

На рис. 1.14 приведены расчетные зависимости потенциала u на поверхности мишени ($g=0$) в середине потенциальной дорожки ($\beta=0$) от расстояния до коллектора δ для различных значений толщины мишени λ . Из графиков следует, что при $\delta=10\lambda$ потенциал принимает максимальное значение.

На рис. 1.15 показан пример графического построения эквипотенциалей из зависимостей вида $u(\beta, \gamma)$, полученных численным методом и приведенных на рис. 1.8—1.10. Принцип построения очевиден из рисунка.

На рис. 1.16 приведено расчетное распределение эквипотенциалей в ближней области зарядной дорожки в рассматриваемой системе, полученное графическим построением зависимостей $\gamma=f(\beta)$ при $u=\text{const}$.

1.4. Определение нормальной составляющей напряженности электрического поля зарядной дорожки

С помощью выражений (1.28), (1.29), (1.38) легко получить выражения для нормальной и тангенциальной составляющих напряженности поля, создаваемого зарядной дорожкой в областях 1 и 2 (см. рис. 1.7). Для этого необходимо продифференцировать эти выражения соответственно по z (по γ) и по y (по β). Интерес представляет распределение поля в области 2, т. е. в промежутке мишень — коллектор, определяемое следующим образом (при необходимости аналогично можно найти распределение поля в диэлектрике мишени, т. е. в области 1):

$$E_n(y, z) = -\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{r_0} \frac{\partial u}{\partial \gamma} = -\frac{1}{r_0} \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(\frac{1}{\pi r_0} \int_0^\infty G\Phi \cos \varphi \beta d\varphi \right) = -\frac{1}{\pi r_0} \int_0^\infty G_n \Phi \cos \varphi \beta d\varphi, \quad (1.45)$$

где

$$G_n = \frac{1}{r_0} \frac{\partial G}{\partial \gamma} = \frac{r_0}{\varepsilon_0 \varphi r_0} F \frac{\partial F_2}{\partial \gamma};$$

$$\frac{\partial F_2}{\partial \gamma} = -\varphi [-\text{sh } \varphi \gamma + \text{ch } \varphi \gamma \text{cth } \varphi (\lambda + \delta)] = -\varphi \frac{\text{ch } \varphi (\lambda + \delta - \gamma)}{\text{sh } \varphi (\lambda + \delta)}.$$

Таким образом, выражение (1.45) принимает вид

$$E_n(\beta, \gamma) = \frac{\eta_0}{\sqrt{\pi} \varepsilon_0} \int_0^\infty \frac{\text{sh } \varphi \lambda \text{ch } \varphi (\lambda + \delta - \gamma) e^{-(\varphi/2)^2}}{\text{sh } \varphi \lambda \text{ch } \varphi \delta + \varepsilon_1 \text{ch } \varphi \lambda \text{sh } \varphi \delta} \cos \varphi \beta d\varphi. \quad (1.46)$$

Выражение (1.46) можно записать в виде

$$E_n(\beta, \gamma) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \tilde{E}_n(\varphi) \cos \varphi \beta d\varphi, \quad (1.47)$$

где

$$\tilde{E}_n(\varphi) = \frac{G_n \Phi}{r_0} = \frac{\sqrt{\pi} \eta_0}{\varepsilon_0} \frac{\text{sh } \varphi \lambda \text{ch } \varphi (\lambda + \delta - \gamma) e^{-(\varphi/2)^2}}{\text{sh } \varphi \lambda \text{ch } \varphi \delta + \varepsilon_1 \text{ch } \varphi \lambda \text{sh } \varphi \delta}. \quad (1.48)$$

Обозначим $G_n(\varphi) = \Gamma_n(\varphi)/\varepsilon_0$,

где

$$\Gamma_n(\varphi) = \frac{\text{sh } \varphi \lambda \text{ch } \varphi (\lambda + \delta - \gamma)}{\text{sh } \varphi \lambda \text{ch } \varphi \delta + \varepsilon_1 \text{ch } \varphi \lambda \text{sh } \varphi \delta}, \quad (1.49)$$

при этом $\Gamma_n = \lambda/(\lambda + \varepsilon_1 \delta)$.

Рассмотрим случай, когда поверхность мишени удалена от коллектора и сигнальной пластины на одно и то же расстояние, т. е. $\lambda = \delta = p$. Тогда из (1.49) следует, что

$$\Gamma_n = \frac{\text{sh } \varphi p \text{ch } (2p - \gamma)}{(\varepsilon_1 + 1) \text{sh } \varphi p \text{ch } \varphi p} = \frac{\text{ch } \varphi (p - g)}{(\varepsilon_1 + 1) \text{ch } \varphi p}, \quad (1.50)$$

при этом $\Gamma_n = 1/(\varepsilon_1 + 1)$.

Для нормальной составляющей напряженности поля на поверхности мишени ($g=0$) имеем

$$\Gamma_n = 1/(\varepsilon_1 + 1), \quad (1.51)$$

т. е. то же, что и при $\varphi=0$.

Из (1.50) и (1.51) следует, что при равенстве параметров λ и δ получаем частотно-независимую систему преобразования заряд — нормальная составляющая напряженности поля для поверхности мишени. Для постоянной составляющей заряда ($\varphi=0$) нормальная составляющая напряженности поля постоянна в промежутке мишень — коллектор $0 \leq g \leq \delta$.

Подставив выражение (1.51) в выражение (1.48), с учетом (1.49) получим выражение для частотного представления нормальной составляющей напряженности поля на поверхности диэлектрической мишени при равном удалении поверхности мишени от коллектора и сигнальной пластины

$$\tilde{E}_n(\varphi) = \frac{\sqrt{\pi} \eta_0 e^{-(\varphi/2)^2}}{\varepsilon_0 (\varepsilon_1 + 1)}. \quad (1.52)$$

$\varphi = \omega r_0$
 $\beta = \frac{y}{r_0}$

Подставив выражение (1.52) в (1.47), в результате интегрирования [23] получим выражение для нормальной составляющей напряженности поля для частного случая, когда $\lambda = \delta$ и $\gamma = \lambda$,

$$E_n(\beta) = \frac{\eta_0}{\sqrt{\pi} \epsilon_0 (\epsilon_1 + 1)} \int_0^\infty e^{-(\varphi/2)^2} \cos \varphi \beta d\varphi = \frac{\eta_0 e^{-\beta^2}}{\epsilon_0 (\epsilon_1 + 1)} \quad (1.53)$$

При $\epsilon_1=1$ это выражение совпадает с выражением, полученным методом многократных электрических изображений для нормальной составляющей напряженности поля на поверхности мишени при $l=d$ [4].

Следовательно, в частном случае, когда толщина диэлектрика мишени совпадает с расстоянием от мишени до коллектора, распределение

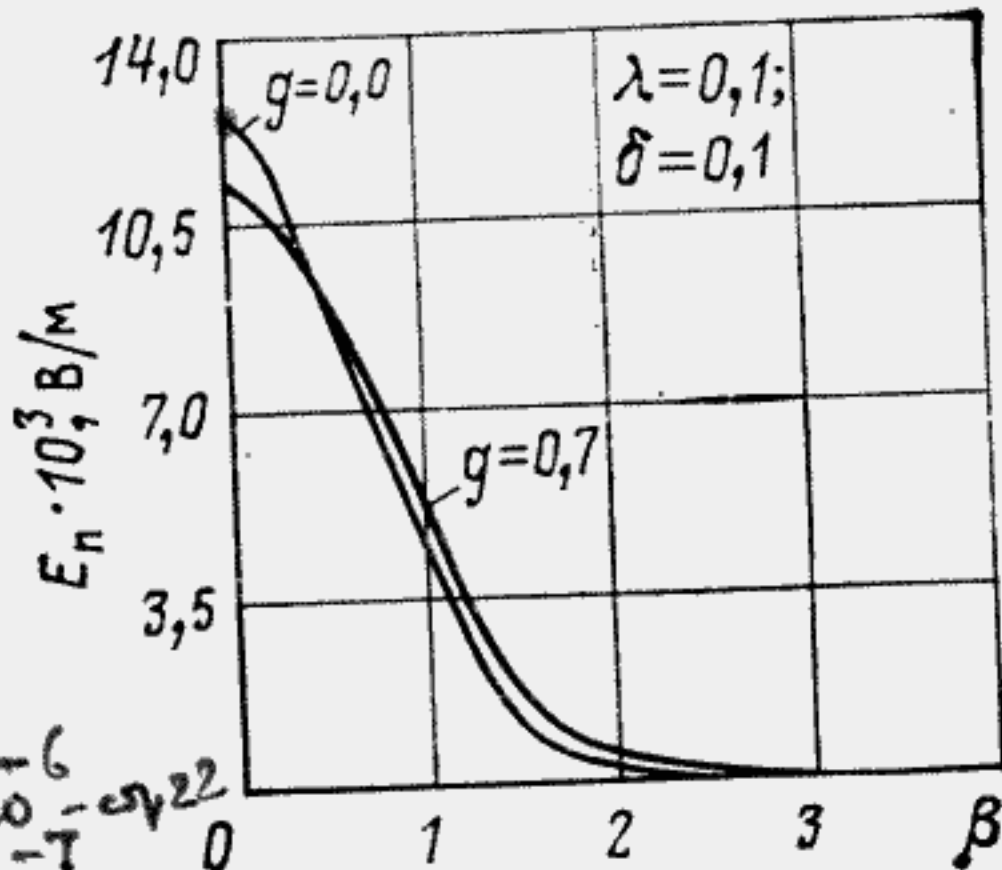


Рис. 1.17

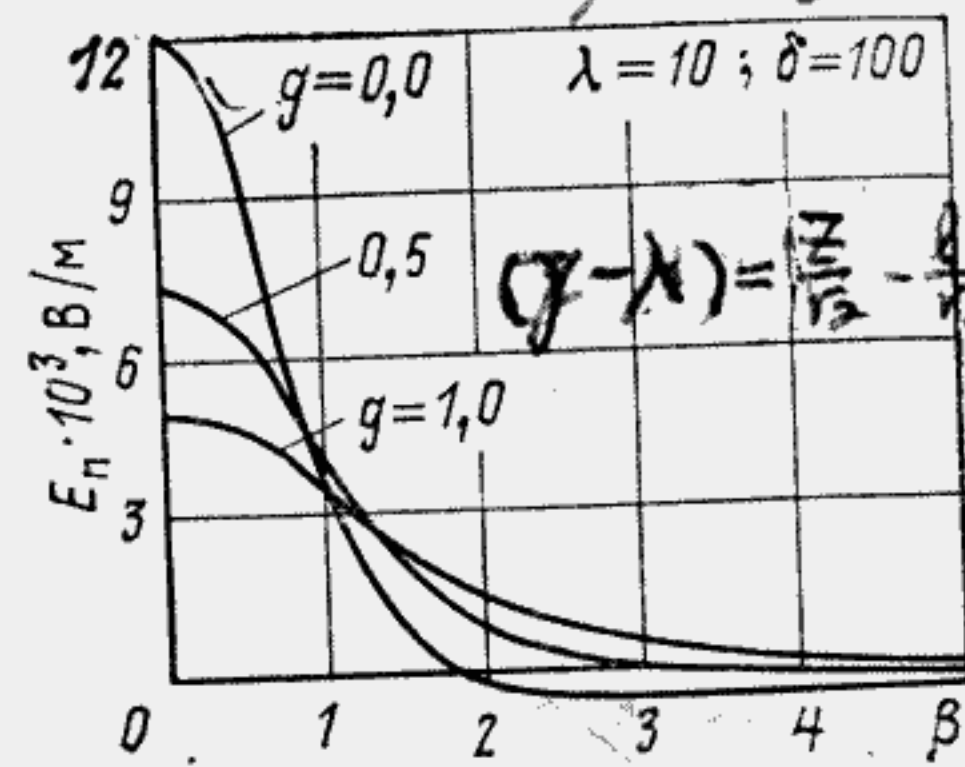


Рис. 1.18

по поверхности мишени нормальной составляющей напряженности электрического поля в промежутке мишень — коллектор совпадает с распределением плотности заряда. Этот результат совпадает также с выводами работы [20], полученными при рассмотрении электрических процессов при электрофотографии.

Если η_0 — максимальная плотность заряда в распределении, то каким бы ни было распределение $\eta(\beta)$ плотности заряда по сечению зарядной дорожки, максимальное значение нормальной составляющей напряженности поля по оси дорожки при $\lambda=\delta$ равно

$$E_{n \max}(0) = \eta_0 / \epsilon_0 (\epsilon_1 + 1) \quad (1.54)$$

Следует заметить, что значение нормальной составляющей напряженности поля при $\gamma=\lambda=\delta$ не зависит от λ и от δ [см. (1.53)]. Это означает, что случай $\lambda=\delta$ при малых значениях λ и δ эквивалентен случаю удаленного коллектора и относительно толстой мишени. В частности, при $r_0 \rightarrow \infty$, т. е. при $\lambda=\delta=0$, из выражения (1.50) с учетом, что $g \leq \delta$, получим равномерно заряженную плоскость, нормальная составляющая напряженности которой определяется выражением (1.54).

На рис. 1.17—1.19 приведены расчетные зависимости нормальной составляющей напряженности поля E_n от координаты β . Из графиков следует, что в отличие от значения потенциала значение E_n на осевой линии зарядной дорожки возрастает с уменьшением расстояния до коллектора δ при прочих равных условиях. Уменьшение толщины мишени λ приводит к уменьшению значения E_n .

Распределение $E_n(\beta)$ с увеличением расстояния от поверхности мишени в сечении $g=\text{const}>0$ уширяется и становится более пологим, чем в сечении $g=0$.

Составляющая поля E_n меняет знак на обратный в диапазоне значений $\beta=1 \div 2$. Чем меньше значение λ , тем больше относительное отрицательное значение E_n и тем меньше значение β , при котором нормальная составляющая E_n изменяет знак на обратный. Это объясняется тем,

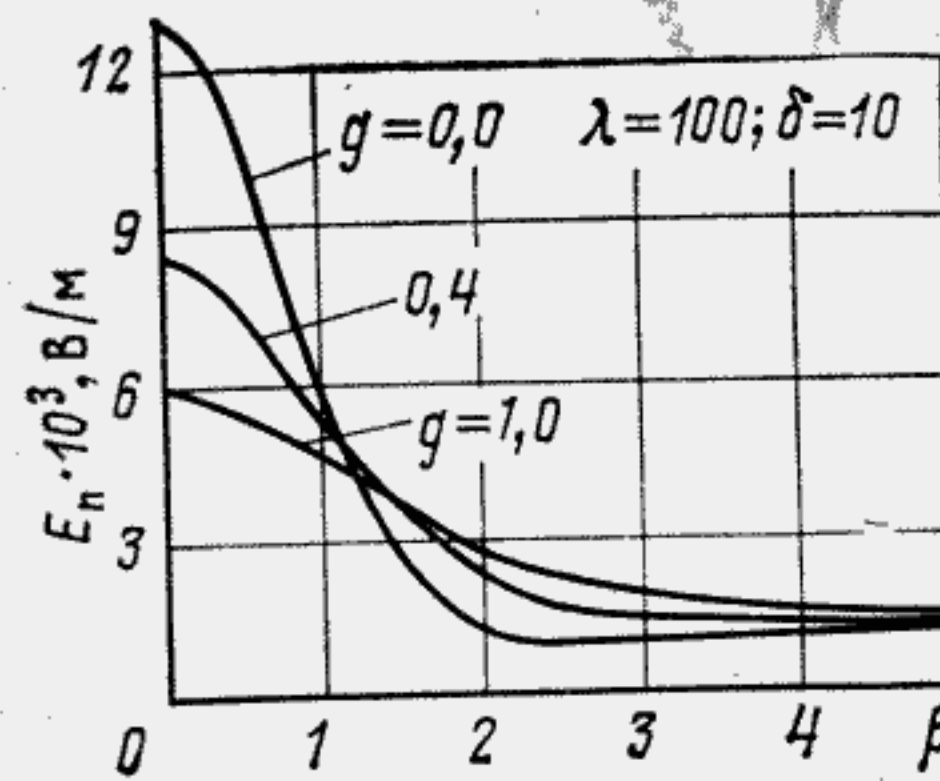
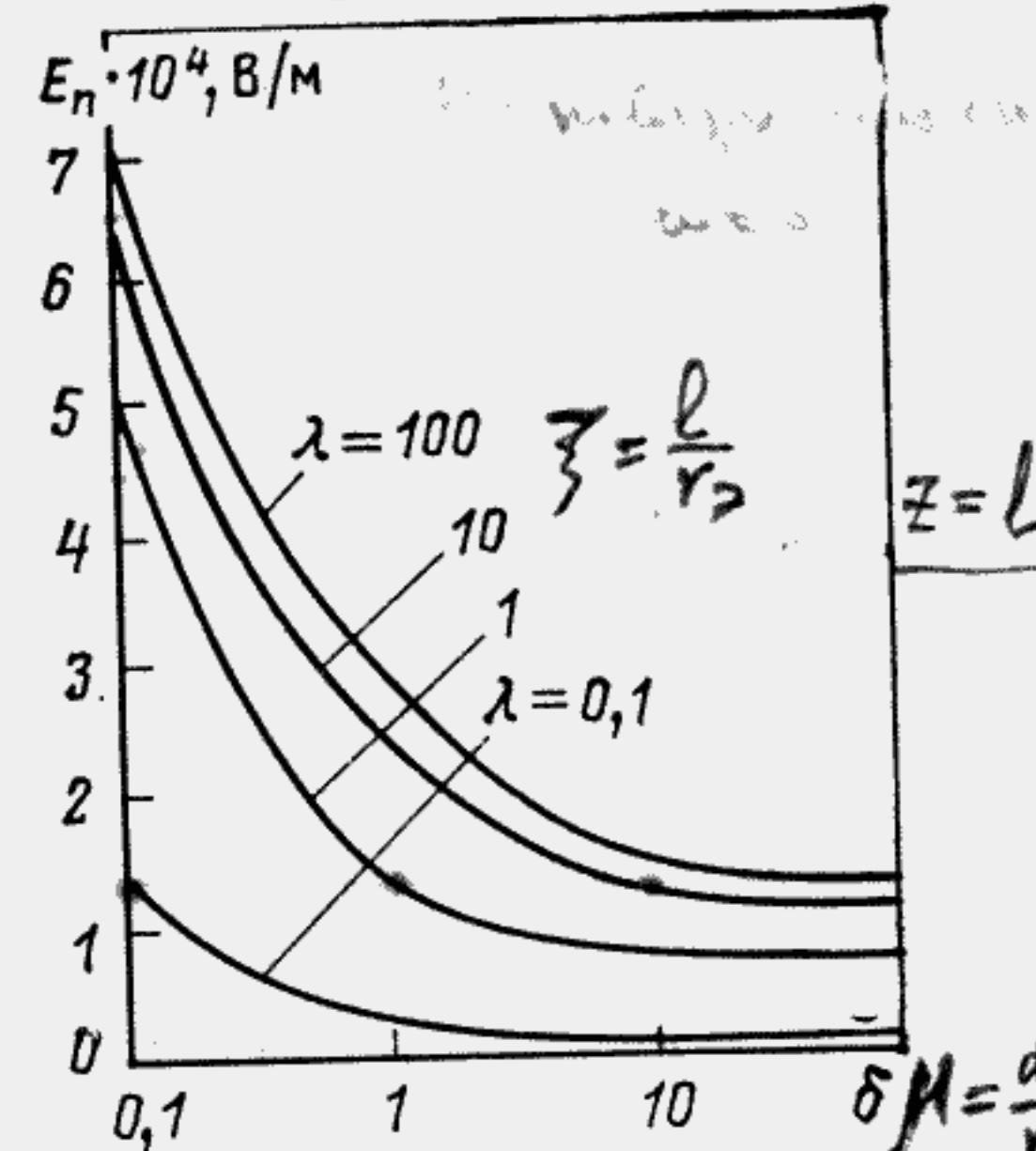


Рис. 1.19

Рис. 1.20 →



что при малых значениях λ сильнее сказывается вклад нормальной составляющей напряженности поля, обусловленной зарядами, наведенными в сигнальной пластине, в общее значение E_n .

Изменение значения δ даже в широких пределах мало сказывается на изменении координаты β , при которой E_n изменяет знак на обратный.

Уменьшение значения δ сдвигает семейство зависимостей $E_n(\beta)$ в область больших значений E_n . При малых значениях δ и больших значениях λ нормальная составляющая E_n не изменяет знак на обратный, крутизна зависимости $E(\beta)$ становится более полой.

При равенстве $\lambda=\delta=r$ зависимость нормальной $E_n(\beta)$ составляющей напряженности поля на поверхности мишени ($g=0$) повторяет гауссовское распределение плотности заряда $\eta(\beta)$. Максимальное значение $E_n(\beta)$ в точке $\beta=0$ определяется выражением

$$\frac{\eta_0}{\epsilon_0 (\epsilon_1 + 1)} = \frac{\eta_0}{8,8 \cdot 10^{-12}} \approx 125 \cdot 10^9 \eta_0$$

В рассматриваемой системе при $\lambda=\delta=r$ возникает относительно большая напряженность электрического поля, исчисляемая сотнями вольт на метр.

Увеличение значения δ по отношению к значению r приводит к уменьшению значения E_n , тогда как уменьшение значения δ по отно-

шению к значению p приводит к увеличению значения E_n по сравнению со значением $E_n = 125 \cdot 10^9 \eta_0$.

На рис. 1.20 приведены рассчитанные зависимости нормальной составляющей напряженности поля E_n на поверхности мишени ($g=0$) по осевой линии зарядной дорожки ($\beta=0$) от расстояния до коллектора δ для различных значений λ .

1.5. Определение тангенциальной составляющей напряженности электрического поля зарядной дорожки

Рассмотрим E_t — тангенциальную составляющую напряженности электрического поля, обусловливаемого зарядной дорожкой с гауссовским распределением плотности заряда по сечению дорожки.

Выражение для E_t можно получить из выражений для потенциала путем дифференцирования их по y (по β):

$$E_t(y, z) = \frac{-\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{r_0} \frac{\partial u}{\partial \beta} = \frac{1}{\pi r_0} \int_0^\infty G_t \Phi \sin \varphi \beta d\varphi, \quad (1.55)$$

где $G_t = G\varphi/r_0 = FF_2/\epsilon_0$.

Выражение (1.55) можно записать в виде

$$E_t(\beta, \gamma) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \tilde{E}_t(\varphi) \sin \varphi \beta d\varphi, \quad (1.56)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{E}_t(\varphi) &= \frac{G_t \Phi}{r_0} = \frac{G\varphi \Phi}{r_0^2} = \frac{FF_2}{\epsilon_0 r_0} \Phi = \\ &= \frac{\sqrt{\pi} \eta_0}{\epsilon_0} \frac{\text{sh } \varphi \lambda \text{ sh } \varphi (\lambda + \delta - \gamma) e^{-(\varphi/2)^2}}{\text{sh } \varphi \lambda \text{ ch } \varphi \delta + \epsilon_1 \text{ ch } \varphi \lambda \text{ sh } \varphi \delta}. \end{aligned}$$

Из приведенных выражений следует, что в отличие от функций $u(\beta, \gamma)$ и $E_n(\beta, \gamma)$ функция $E_t(\beta, \gamma)$ является нечетной; это означает, что по обе стороны от линии симметрии дорожки ($\beta=0$) вектор E_t направлен в противоположные стороны.

Обозначим $G_t \Phi = \Gamma_t(\gamma)/\epsilon_0$, где

$$\begin{aligned} \Gamma_t &= \frac{\text{sh } \varphi \lambda \text{ sh } \varphi (\lambda + \delta - \gamma)}{\text{sh } \varphi \lambda \text{ ch } \varphi \delta + \epsilon_1 \text{ ch } \varphi \lambda \text{ sh } \varphi \delta} = \\ &= \frac{(e^{\varphi \lambda} - e^{-\varphi \lambda})(e^{-\varphi \gamma} e^{\varphi \lambda} e^{\varphi \delta} - e^{\varphi \gamma} e^{-\varphi \lambda} e^{-\varphi \delta})}{(e^{\varphi \lambda} - e^{-\varphi \lambda})(e^{\varphi \delta} + e^{-\varphi \delta}) + \epsilon_1 (e^{\varphi \lambda} + e^{-\varphi \lambda})(e^{\varphi \delta} - e^{-\varphi \delta})}. \end{aligned}$$

От выражения Γ_n для нормальной составляющей напряженности поля (1.49) выражение для Γ_t отличается лишь отрицательным знаком перед вторым членом в числителе.

Если $\lambda = \delta = p$, формула для Γ_t преобразуется к виду

$$\Gamma_t = \frac{\text{sh } \varphi p \text{ sh } \varphi p}{\text{sh } \varphi p \text{ ch } \varphi p (\epsilon_1 + 1)} = \frac{\text{th } \varphi p}{\epsilon_1 + 1}. \quad (1.57)$$

Это означает, что в отличие от функции Γ_n значение Γ_t определяется отношением $l/r_0 = d/r_0 = p$. Лишь при достаточно толстых мишенях и больших расстояниях мишень — коллектор или узких зарядных дорожках, когда $p \rightarrow \infty$ и $\text{th } \varphi p \rightarrow 1$, выражение (1.57) преобразуется к виду

$$\Gamma_t = 1/(\epsilon_1 + 1). \quad (1.58)$$

Равенство выражений (1.58) и (1.51) означает, что амплитудные значения частотного разложения тангенциальной составляющей $\tilde{E}_t(\varphi)$ при $\lambda = \delta = \infty$, $g=0$ совпадают с амплитудными значениями частотного разложения нормальной составляющей $\tilde{E}_n(\varphi)$ при $\lambda = \delta = p = \text{const}$, $g=0$ и определяются выражением (1.52).

При $\lambda = \delta = p = \text{const}$, $g=0$, \tilde{E}_n определяется выражением (1.52), а тангенциальная составляющая

$$\tilde{E}_t = \sqrt{\pi} \eta_0 \text{th } \varphi p e^{-(\varphi/2)^2} / \epsilon_0 (\epsilon_1 + 1). \quad (1.59)$$

Такое различие в изменениях \tilde{E}_n и \tilde{E}_t объясняется тем, что наведенные в сигнальной пластине и коллекторе заряды создают дополнительные составляющие напряженности поля E_n и E_t . Из рис. 1.21 видно, что в то время, как элементарные компоненты dE_n^n и dE_n^k нор-

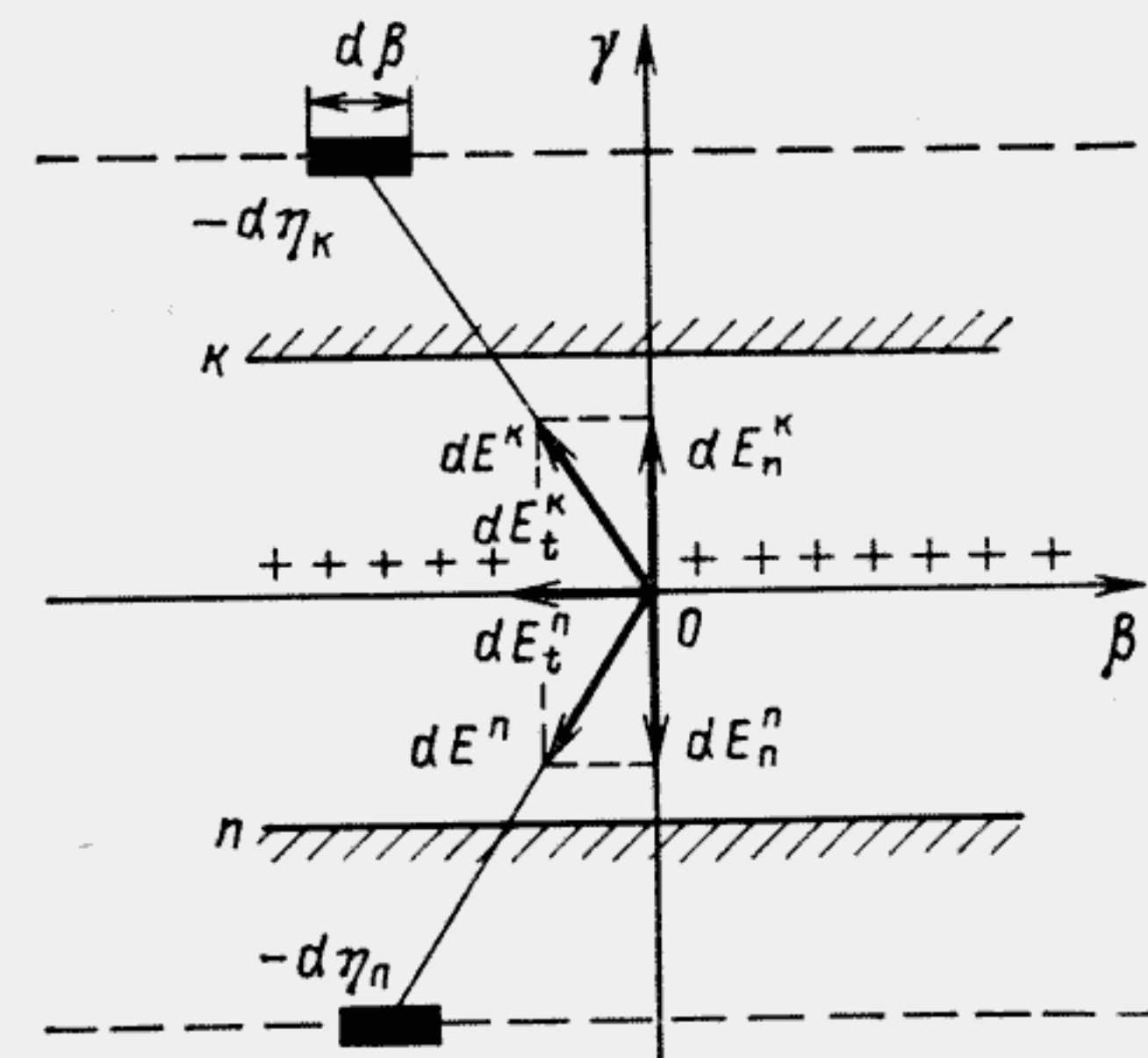


Рис. 1.21

мальной составляющей поля, обусловленные действием элементарных зарядов $d\eta$, наведенных на сигнальной пластине и коллекторе соответственно при $\lambda=\delta$, взаимно компенсируются, тангенциальные компоненты $dE_t^{\text{п}}$ и $dE_t^{\text{к}}$ складываются. В результате компоненты dE_n не вносят дополнительного вклада в нормальную составляющую, обусловленную нанесенным на мишени зарядом, тангенциальные компоненты dE_t складываются с тангенциальной составляющей напряженности поля, обусловленной нанесенным на мишени зарядом.

Полная компенсация тангенциальной составляющей напряженности поля при $\lambda=\delta$ и $g=0$ будет иметь место в центре симметрии распределения плотности заряда ($\beta=0$) с учетом зарядов $-d\eta$, расположенных симметрично оси γ .

Определим $E_t(\beta, \gamma)$ для $\lambda=\delta > 2$ и $g=0$ с учетом выражений (1.56) и (1.59):

$$E_t(\beta) = \frac{\eta_0}{\sqrt{\pi} \epsilon_0 (\epsilon_1 + 1)} \int_0^\infty e^{-(\varphi/2)^2} \sin \varphi \beta d\varphi. \quad (1.60)$$

Обозначим

$$f(\beta) = \int_0^\infty e^{-(\varphi/2)^2} \sin \varphi \beta d\varphi,$$

после интегрирования получим [23]

$$f(\beta) = 2\beta e^{-\beta^2} {}_1F_1(1/2, 3/2; \beta^2),$$

где ${}_1F_1(1/2, 3/2; \beta^2)$ — вырожденная гипергеометрическая функция, которая по определению [23] равна

$${}_1F_1(\alpha, \gamma, z) = 1 + \frac{\alpha}{\gamma} \frac{z}{1!} + \frac{\alpha(\alpha+1)}{\gamma(\gamma+1)} \frac{z^2}{2!} + \frac{\alpha(\alpha+1)(\alpha+2)}{\gamma(\gamma+1)(\gamma+2)} \frac{z^3}{3!} + \dots$$

В рассматриваемом случае имеем

$${}_1F_1\left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}; \beta^2\right) = 1 + \frac{1}{3} \beta^2 + \frac{1}{5} \frac{\beta^4}{2} + \frac{1}{7} \frac{\beta^6}{6} + \dots$$

Таким образом,

$$f(\beta) = 2e^{-\beta^2} \left[\beta + \frac{1}{3} \beta^3 + \frac{1}{10} \beta^5 + \frac{1}{42} \beta^7 + \dots \right]. \quad (1.61)$$

Определим основные особенности функции $f(\beta)$. Очевидно, что при $\beta=0$ $f(\beta)=0$, что подтверждает сделанные предположения о равенстве нулю тангенциальной составляющей напряженности поля в центре симметрии зарядного рельефа, т. е. при $\beta=0$. Для определения экстремаль-

$$f'(\beta) = 2e^{-\beta^2} \left(1 - \beta^2 - \frac{1}{6} \beta^4 - \frac{1}{30} \beta^6 \dots \right)$$

ных значений функции $f(\beta)$ найдем ее производную и приравняем ее нулю, учитывая при этом только три первые члена ряда (1.61):

$$f'(\beta) = 2e^{-\beta^2} \left(1 + \frac{3}{2} \beta - 2\beta^2 - \frac{2}{3} \beta^4 - \frac{1}{5} \beta^6 \right).$$

Второй минимум функции $f(\beta)$ будет при условии $e^{-\beta^2}=0$, т. е. при значениях $\beta \rightarrow \infty$. Максимальное значение функции $f(\beta)$ находится при значениях β , близких к единице.

Если отбросить члены ряда (1.61), содержащие степени β больше первой, то выражение (1.60) можно представить в виде

$$E_t(\beta) = \frac{2\eta_0}{\sqrt{\pi} \epsilon_0 (\epsilon_1 + 1)} \beta e^{-\beta^2}, \quad (1.62)$$

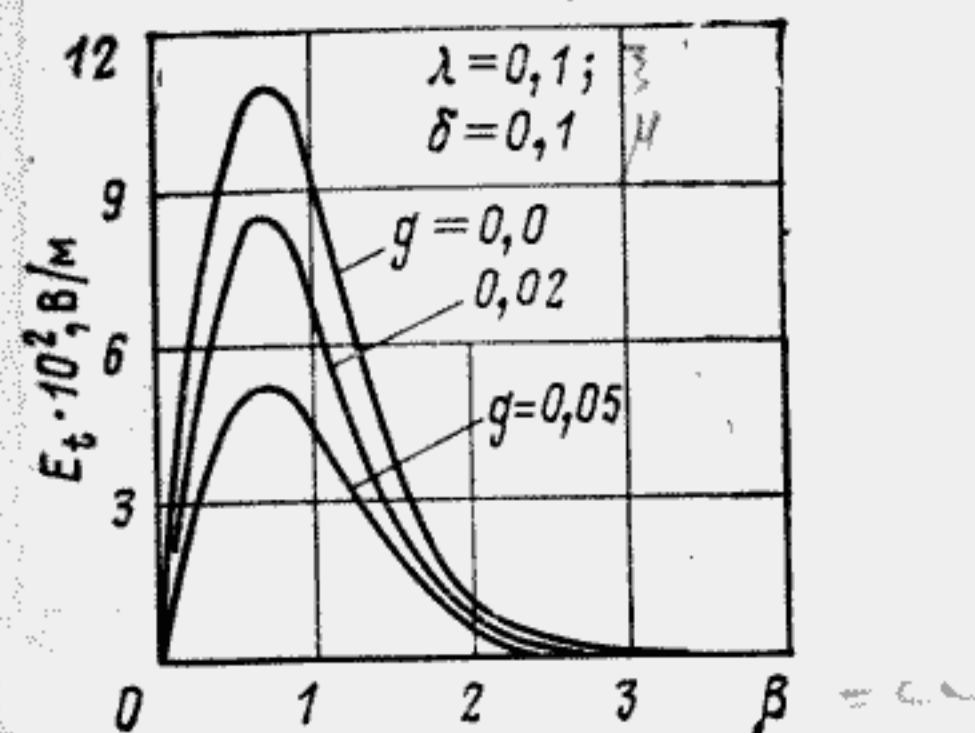


Рис. 1.22

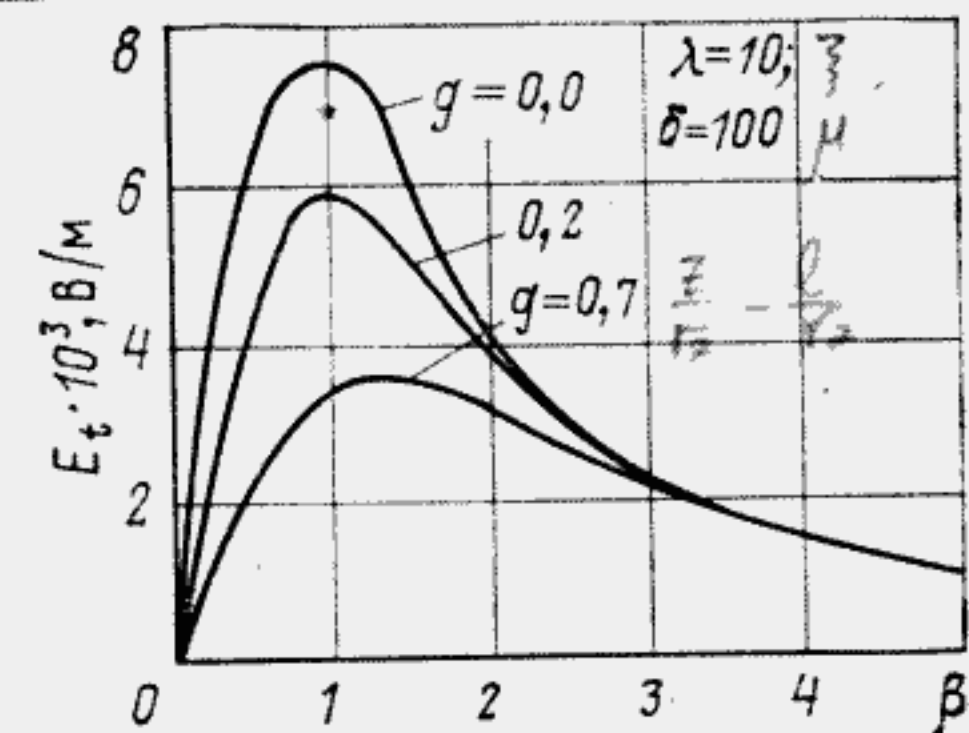


Рис. 1.23

которое представляет собой выражение для распределения Релея.

Можно показать, что максимальное значение $E_{t \max}$, определяемое по формуле (1.62), будет при значении $\beta = \sqrt{2}/2 \approx 0,7$ равно

$$E_{t \max} = 1,4\eta_0 e^{-0,5} / \sqrt{\pi} \epsilon_0 (\epsilon_1 + 1).$$

На рис. 1.22—1.24 приведены рассчитанные зависимости тангенциальной составляющей напряженности поля E_t зарядной дорожки от координаты β с параметром g . Из графиков следует, что в центре симметрии распределения плотности заряда дорожки ($\beta=0$) тангенциальная составляющая поля равна нулю. Максимальное значение E_t на поверхности мишени ($g=0$) принимает при $\beta \approx 0,7$. С увеличением расстояния от мишени ($g > 0$) максимум E_t сдвигается в сторону увеличения β до значений $\beta \approx 1,5$, при этом значение максимума E_t уменьшается и кривая зависимости $E_t(\beta)$ становится более полой.

С увеличением значения $\lambda=\delta=p$ ход зависимости $E_t(\beta)$ на спадающем участке после максимума становится более пологим и продолжается в область относительно больших значений ($\beta > 5$).

При $\lambda=10$ и $g=0$ значение E_t при $\beta=5$ относительно максимального составляет примерно 0,2, тогда как при $p=0,1$ и $g=0$ это значение при $\beta \approx 2$ спадает практически до нуля. При значениях $\lambda \leq 1$ и $\beta \leq 3$

значение $E_t(\beta)$ практически не зависит от расстояния от мишени g в пределах $g \approx 0,2\delta$.

На рис. 1.25 приведены рассчитанные зависимости E_{tmax} от δ для различных значений $\lambda = \text{const}$. Из рисунка видно, что с увеличением значения λ значение E_{tmax} увеличивается и при $\lambda \approx 3 \div 5$ принимает наибольшее значение, если $\delta \geq \lambda$.

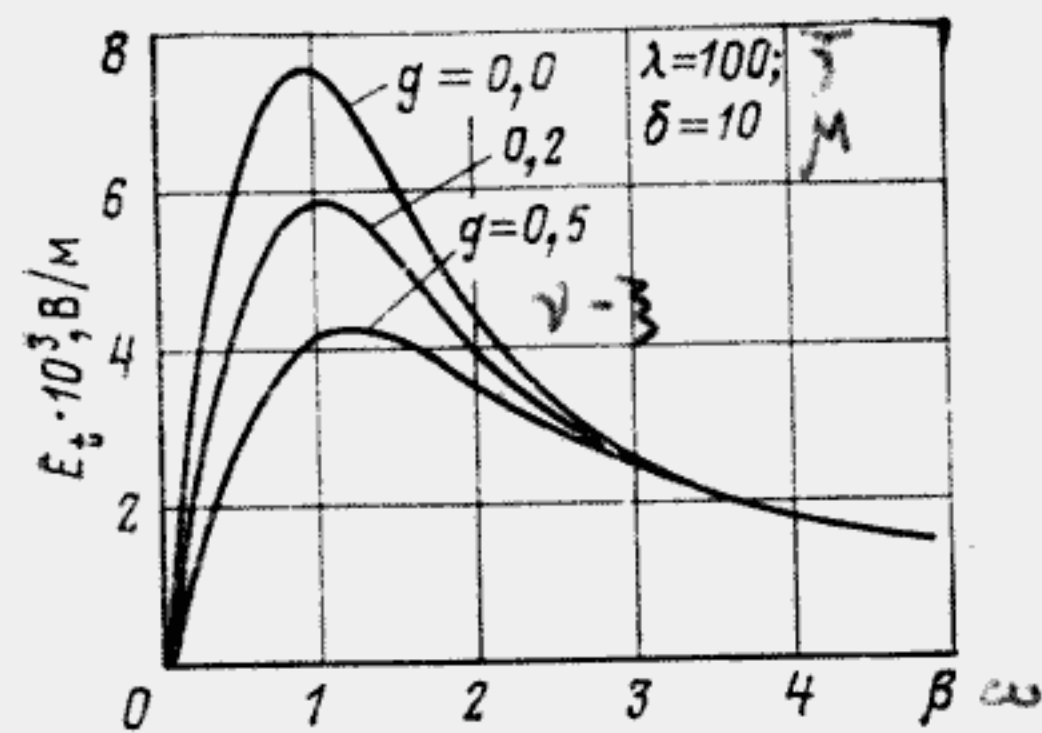


Рис. 1.24

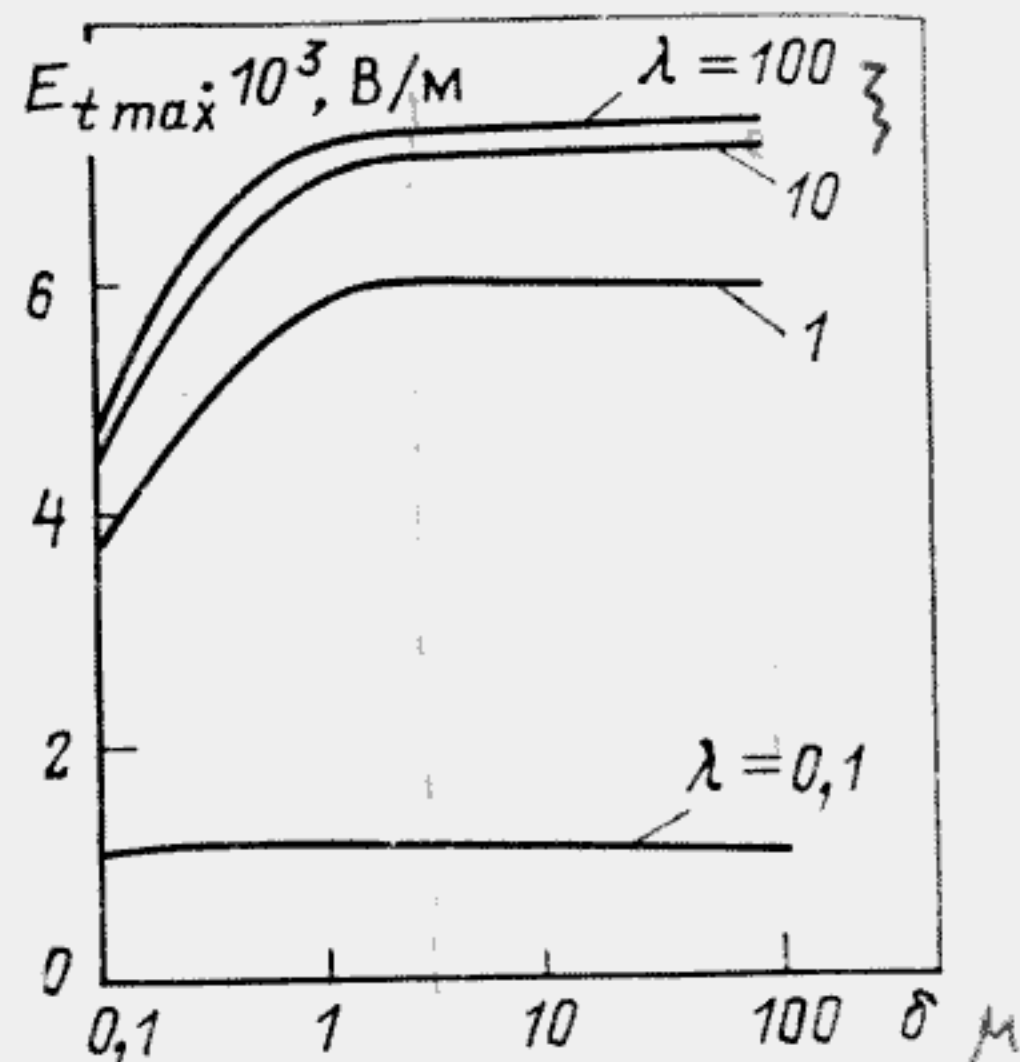


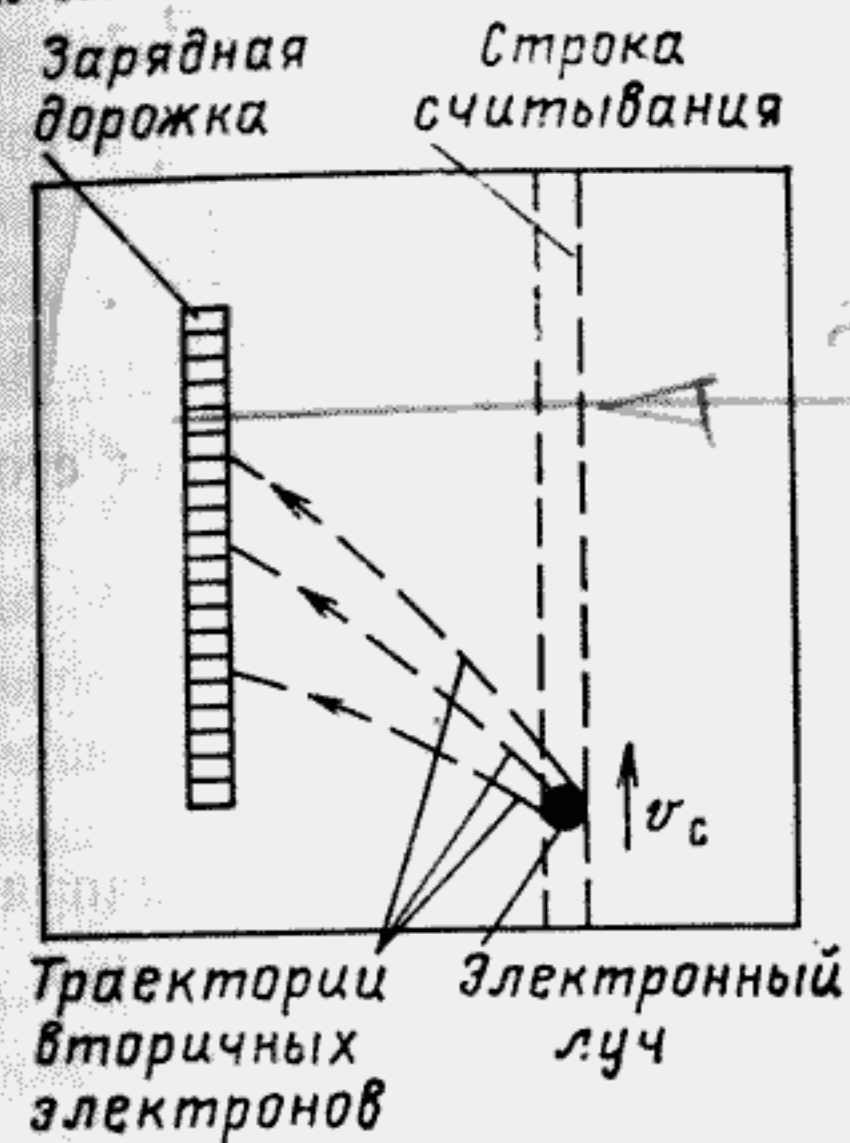
Рис. 1.25 →

1.6. Формирование потенциального барьера вблизи зарядной дорожки

Из рассмотрения рис. 1.16 следует, что при имеющей место конфигурации эквипотенциалов зарядной дорожки вторичные электроны при считывании, особенно малых энергий, будут двигаться по траекториям, близким к силовым линиям поля, нормальным к эквипотенциалам. Таким образом, вторичные электроны, вышедшие из любой точки мишени, будут захвачены зарядным рельефом. Если в одной части мишени нанести положительную зарядную дорожку, а на другую часть мишени направить неподвижный или сканирующий по одной или нескольким строкам электронный луч, не приближая его к зарядной дорожке, то зарядная дорожка окажется считанной, т. е. ее положительный заряд нейтрализуется вторичными электронами считывающего луча [44].

На рис. 1.26 схематично показан принцип действия указанного механизма захвата вторичных электронов зарядной дорожкой, который хорошо подтвердился при экспериментальной проверке [25]. Это говорит о том, что для ЗЭЛТ без барьерной сетки в режиме работы, рассмотренном в предыдущем параграфе для потенциалоскопа, она будет иметь плохую разрешающую способность, информация о записанном сигнале не сможет быть использована и трубка окажется неработоспособной [44].

Чтобы исключить дальнейшее влияние зарядной дорожки, необходимо заэкранировать ее от попадания вторичных электронов, вышедших с отдаленных участков мишени. С учетом требования обеспечения малых значений емкостей мишени экранировку зарядной дорожки целесообразно осуществить электрическим способом, не вносящим дополнительных емкостей.



← Рис. 1.26

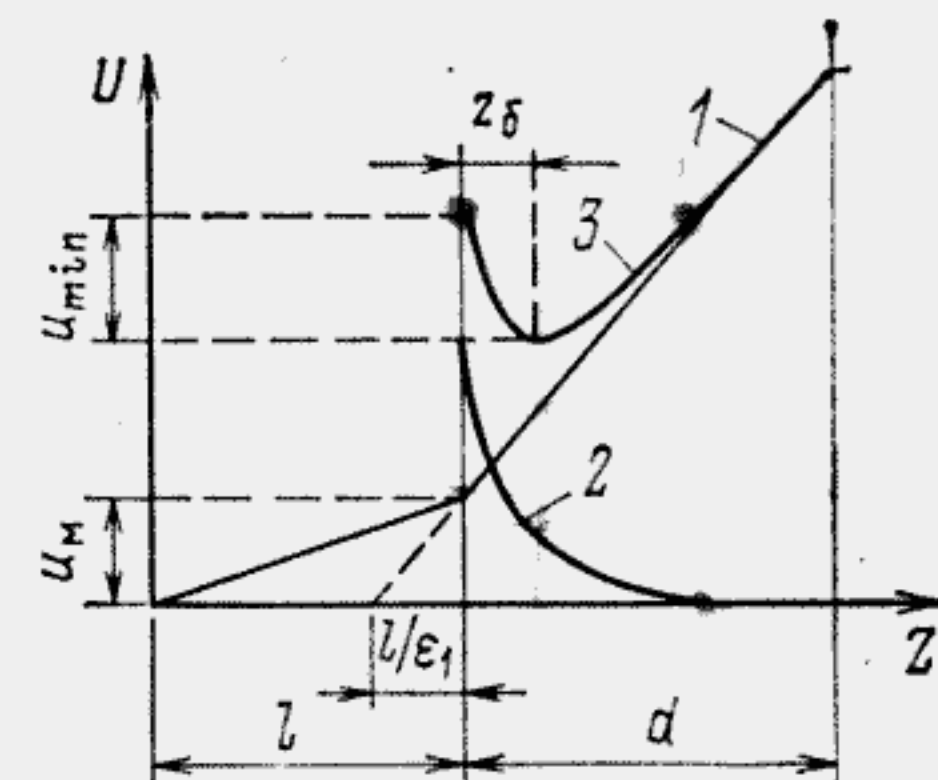


Рис. 1.27

На рис. 1.11—1.13 представлены кривые изменения потенциала в функции расстояния от мишени. Если дополнительно учесть возрастание потенциала в этом же направлении от внешнего электрода, например коллектора или сигнальной пластины, то сумма этих потенциалов при определенных условиях будет минимальна на некотором расстоянии от поверхности мишени. Упрощенно это можно представить диаграммами на рис. 1.27, где 1 — изменение потенциала $u_{м.к}$ между мишенью и коллектором, создаваемое напряжением U_k , поданным на коллектор; 2 — изменение потенциала зарядной дорожки с изменением g расстояния от мишени, полученное в результате расчетов и представленное на рис. 1.11—1.13; 3 — результирующее изменение потенциала между поверхностью мишени и коллектором u_p . Из рис. 1.27 видно, что для определенных значений l и d можно найти такие значения U_k , при которых для данных значений u существует минимальное значение потенциала в ближней области зарядной дорожки, при этом необходимо обязательно выполнить условие $E_n(0) > E_k$.

Изменение потенциала зарядной дорожки $u(\beta=0)$ в функции расстояния от поверхности мишени (рис. 1.11—1.13) можно приближенно аппроксимировать линейной или экспоненциальной зависимостью.

При линейной аппроксимации зависимости $u(g)$ (рис. 1.28) минимальное значение потенциального барьера можно найти из выражения

$$u_{min} = u - E_k \left(\frac{u}{E_n} + \frac{l}{\epsilon_1} \right),$$

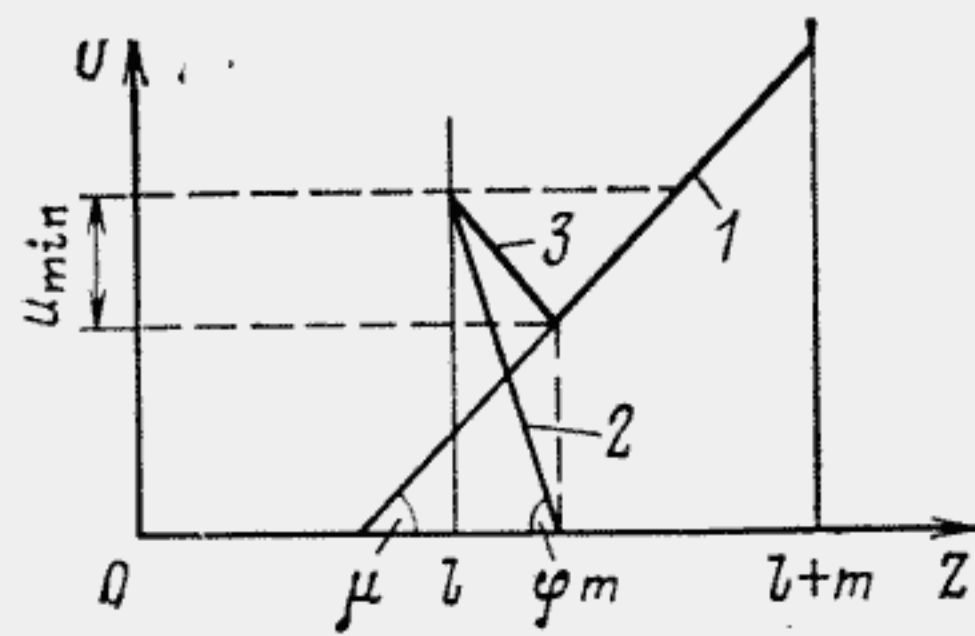


Рис. 1.28

где $u = u(\beta = 0, g = 0)$.

При экспоненциальной аппроксимации зависимости $u(g)$ можно показать, что суммарная кривая 3 (рис. 1.27)

$u_{\text{общ}} \approx ue^{-(zE_n/u)} + E_K z$
имеем минимальное значение в точке

$$g = \gamma_6 = \frac{u}{E_n} \ln \frac{E_n}{E_K}.$$

Подставляя значение γ_6 в выражение для $u_{\text{общ}}$ и вычитая его из значения $u(\beta = 0, g = 0)$, получаем

$$u_{\text{min}} = u \left[1 - \frac{E_K}{E_n} \left(1 + \ln \frac{E_n}{E_K} \right) \right].$$

Распределение потенциала, создаваемое положительным напряжением на коллекторе, в системе коллектор — сигнальная пластина для областей 1 и 2 (см. рис. 1.7) соответственно можно записать

$$\left. \begin{aligned} u_{\text{м.п}} &= u_K \frac{\epsilon z}{\epsilon l + \epsilon_1 d}, \\ \text{где } 0 \leq z \leq l; \\ u_{\text{м.к}} &= u_K \frac{\epsilon l + \epsilon_1 (z - l)}{\epsilon l + \epsilon_1 d}, \\ \text{где } l \leq z \leq l + d. \end{aligned} \right\} \quad (1.63)$$

Потенциал, создаваемый коллекторным напряжением U_K на поверхности мишени U_M , определяется по (1.63) при $z = l$ и равен

$$U_M = U_K \frac{\epsilon l}{\epsilon l + \epsilon_1 d}. \quad \epsilon_1 > 1 \quad (1.64)$$

Очевидно, что минимум потенциала около зарядной дорожки можно сформировать, если подать напряжение отрицательной полярности на сигнальную пластину, при этом все распределение потенциала (рис. 1.27) сдвигается в отрицательную область.

Результирующие эквипотенциали поля с учетом потенциалов зарядной дорожки и коллектора вычисляются по выражениям для распределения потенциалов в промежутке мишень — коллектор [48]:

$$u_{1p}(\beta, \gamma) = U_K \frac{\gamma}{\lambda + \epsilon_1 \delta} + \frac{\eta_0 r_0}{\sqrt{\pi} \epsilon_0} \int_0^\infty \frac{1}{\varphi} F_1 F e^{-(\varphi/2)^2} \cos \varphi \beta d \varphi; \quad (1.65)$$

$$u_p(\beta, \gamma) = U_K \frac{\lambda + \epsilon_1 (\gamma - \lambda)}{\lambda + \epsilon_1 \delta} + \frac{\eta_0 r_0}{\sqrt{\pi} \epsilon_0} \int_0^\infty \frac{1}{\varphi} F_2 F e^{-(\varphi/2)^2} \cos \varphi \beta d \varphi. \quad (1.66)$$

На рис. 1.29 приведен пример распределения эквипотенциалов, полученных в соответствии с выражением (1.66). Из анализа полученных кривых следует, что при увеличении потенциала на коллекторе первоначальная конфигурация поля в области мишень — коллектор при $U_K = 0$ изменяется (рис. 1.29, а), образуя для вторичных электронов потенциальный барьер в виде минимума потенциала над зарядной дорожкой. При дальнейшем увеличении значения U_K конфигурация поля становится такой, что геометрические размеры барьерной области уменьшаются (рис. 1.29, б, в) и в конечном счете поле стремится к однородному (рис. 1.29 г). Конфигурация поля в диэлектрике мишени при этом практически не изменяется. Аналогичные результаты можно получить, уменьшая значение δ при постоянном U_K . При $U_K \approx 0$ (см. рис. 1.16) считывание зарядного рельефа вторичными электронами, образованными считывающим лучом, происходит при нахождении считывающего луча практически в любой точке мишени, в том числе и на большом расстоянии от зарядной дорожки. В этом случае, как упоминалось выше, ЗЭЛТ является практически неработоспособной. При больших значениях U_K (рис. 1.29) и при наличии в области мишень — коллектор большого однородного поля, ускоряющего вторичные электроны в направлении к коллектору, считывание вообще будет отсутствовать и ЗЭЛТ также не будет работать.

Оптимальным для нормальной работы ЗЭЛТ является промежуточное значение U_K , когда на поверхности мишени потенциал U_M , вызываемый потенциалом коллектора U_K , соизмерим с потенциалом $u(\beta, \gamma)$ при $\beta = g = 0$. В этом случае поле в районе зарядной дорожки становится резко неоднородным (рис. 1.29, б, в), эквипотенциали искривляются таким образом, что около осевой линии распределения плотности заряда дорожки образуется потенциальный барьер за счет того, что над этой частью дорожки на некотором расстоянии от поверхности мишени g замыкаются эквипотенциали, соответствующие меньшему значению потенциала, чем на поверхности мишени. С дальнейшим ростом g замкнутые эквипотенциали расходятся, постепенно становясь параллельными плоскости мишени и коллектора, чем ускоряется движение вторичных электронов к коллектору.

Таким образом, имеются две эквипотенциали одинакового значения для данных условий, которые начинаются на поверхности мишени по разные стороны от профиля зарядного рельефа дорожки, затем соединяются в точке $\beta = 0$ на некотором расстоянии от поверхности мишени, после чего снова расходятся в направлении к коллектору. Внутри этой замкнутой эквипотенциалами области существует поле, притягивающее

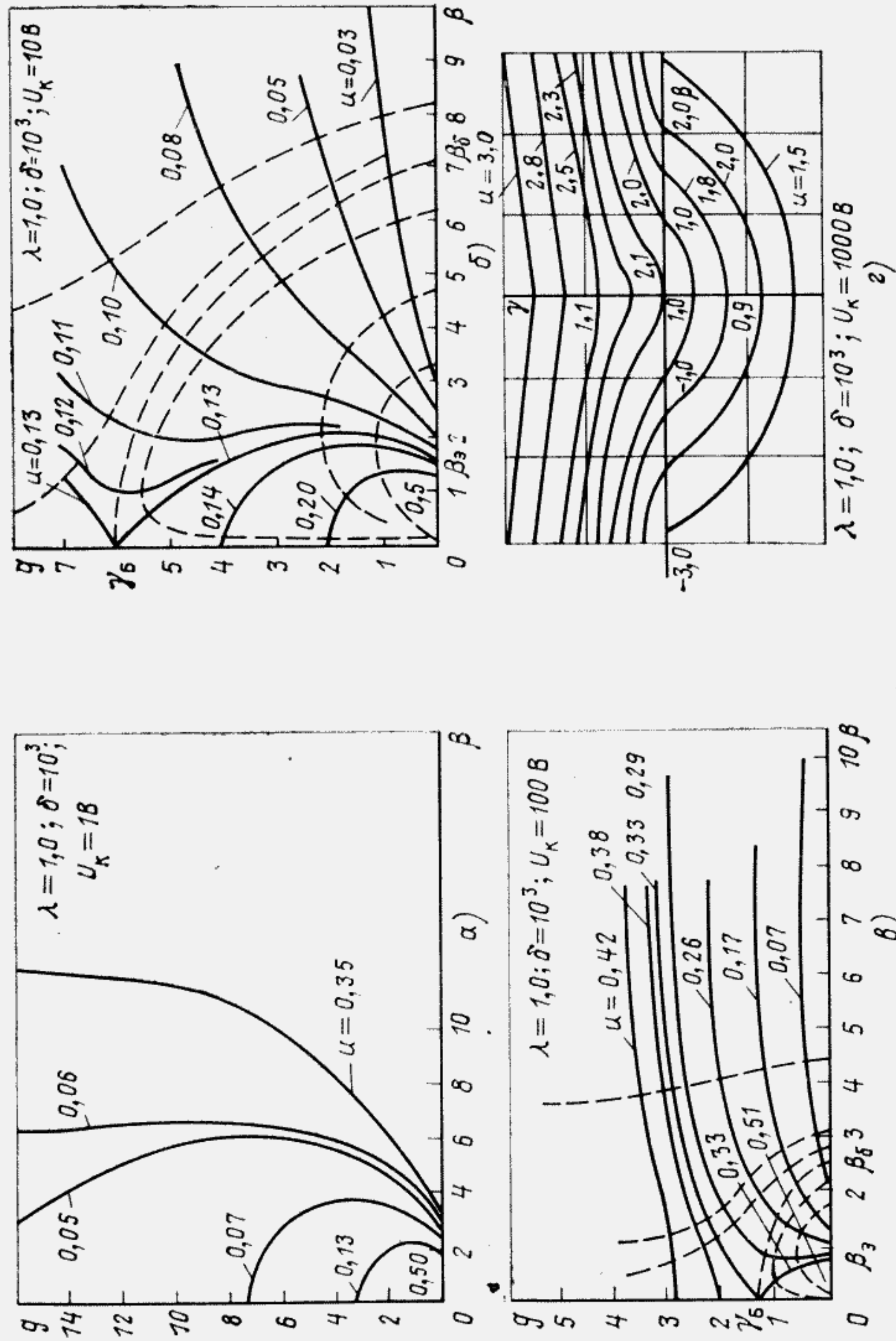


Рис. 1.29

вторичные электроны к поверхности мишени. Внутри барьерной области существует разность потенциалов U_{min} (рис. 1.28) между поверхностью мишени в центре распределения плотности заряда и захватывающей потенциалью. Это распределение разности потенциалов с наибольшим значением, равным U_{min} , можно рассматривать как некоторый эквивалентный потенциальный рельеф, действие которого аналогично действию потенциального рельефа на вторичные электроны во время считывания.

Отметим некоторые особенности конфигурации поля в ближней области зарядной дорожки.

Внутри области, ограничиваемой потенциальным минимумом, эквипотенциали имеют форму замкнутых кривых, начинающихся и кончающихся на мишени. Вблизи этой области эквипотенциали имеют форму разомкнутых кривых. С увеличением значения β угол их наклона постоянно возрастает, достигая значения 90° , затем эквипотенциали изменяют наклон на обратный, приближаясь к линиям, параллельным плоскости мишени и коллектора.

Обозначим $g_6 = \gamma_6 - \lambda$ — точку пересечения эквипотенциали, соответствующей потенциальному барьеру (барьерной эквипотенциали) с осью γ , β_3 — точку пересечения этой эквипотенциали с осью β . Часть потенциальной дорожки, которая будет считываться, ограничивается областью, заключенной между координатами $\pm\beta_3$ (рис. 1.29, б, в).

На рис. 1.29, б, в штриховыми линиями показаны силовые линии поля. Вторичные электроны, обладающие энергией, меньшей, чем разность потенциалов мишени в точке их выхода и в центральной части потенциального рельефа, будут двигаться по силовым линиям поля [48].

Как следует из анализа строения поля, имеется некоторая силовая линия, которая является граничной между силовыми линиями, оканчивающимися на коллекторе, и силовыми линиями, оканчивающимися на мишени в области потенциальной дорожки, ограниченной барьерной эквипотенциалью. Назовем эту силовую линию барьерной силовой линией.

Барьерная силовая линия начинается на мишени в точке β_6 и продолжается до точки γ_6 , затем по оси γ опускается до мишени и оканчивается в центре зарядного рельефа в точке $\beta=0$. Барьерная силовая линия ограничивает сверху все траектории вторичных электронов малых энергий, которые, выйдя из участков мишени с координатами, не превышающими $\pm\beta_6$, захватываются положительным зарядом дорожки основная часть которого сосредоточена внутри области $\pm\beta_3$.

Таким образом, основными характеристиками потенциального барьера являются потенциал U_{min} и координаты γ_6 , β_6 и β_3 .

Значения указанных параметров определяются из решения уравнения (1.66), а некоторые из них, например U_{min} и γ_6 , можно определить из рис. 1.28, пользуясь результатами численных расчетов, приведенных на рис. 1.11—1.13. На рис. 1.30—1.32 приведены зависимости g_6 , β_6 и β_3 от значений λ , δ и U_k , полученные в результате численных решений на ЭВМ уравнения (1.66).

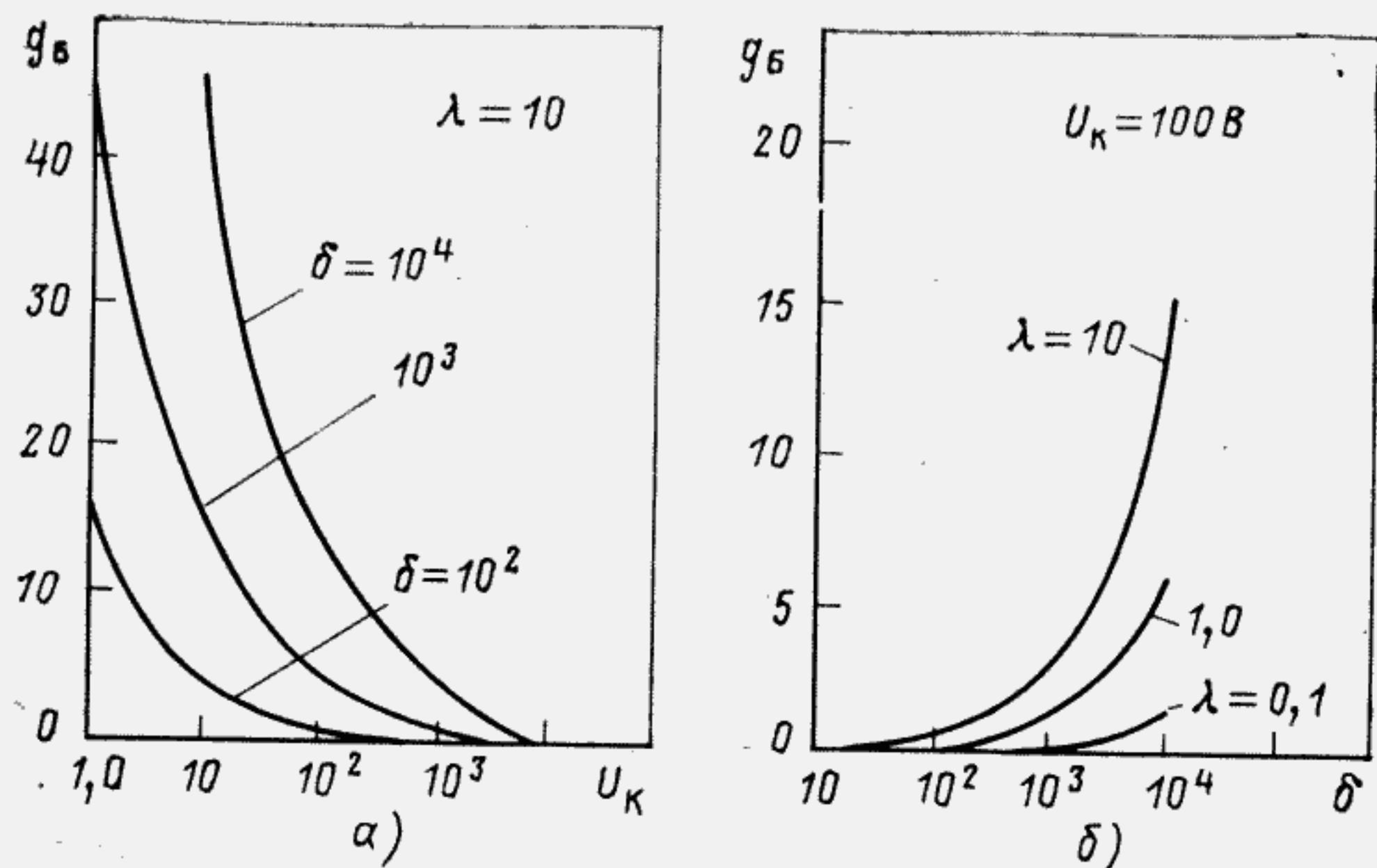


Рис. 1.30

Из рис. 1.30, а, б следует, что с ростом значения U_k значение параметра потенциального барьера g_b уменьшается, а с ростом значения λ увеличивается. Из рис. 1.30, б следует, что по мере удаления коллектора от поверхности мишени (δ увеличивается) значение g_b возрастает.

Из рис. 1.31 и 1.32 следует, что значения параметров потенциального барьера β_b и β_a с ростом δ при одном и том же значении U_k увеличиваются.

За пределами потенциального барьера строение электрического поля таково, что практически все вторичные электроны уходят на кол-

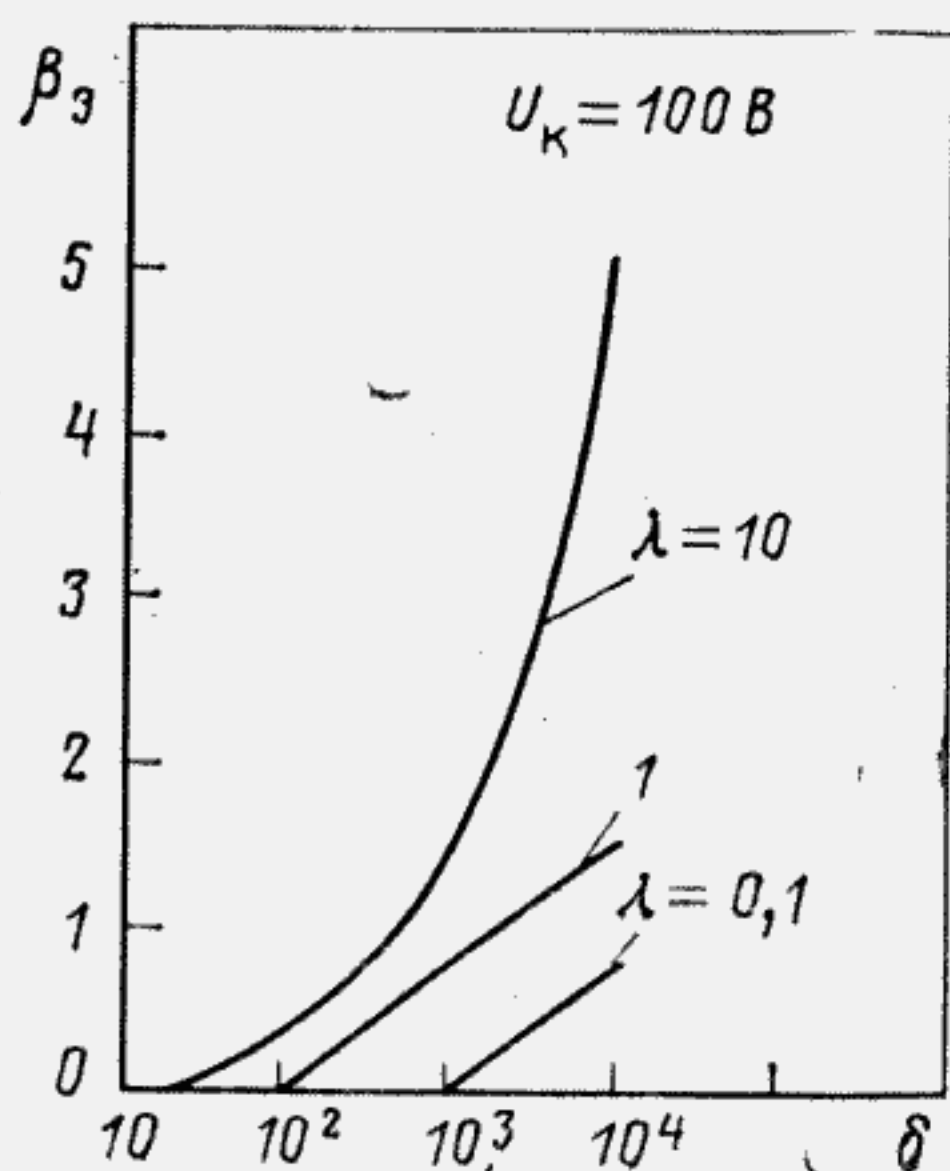


Рис. 1.31

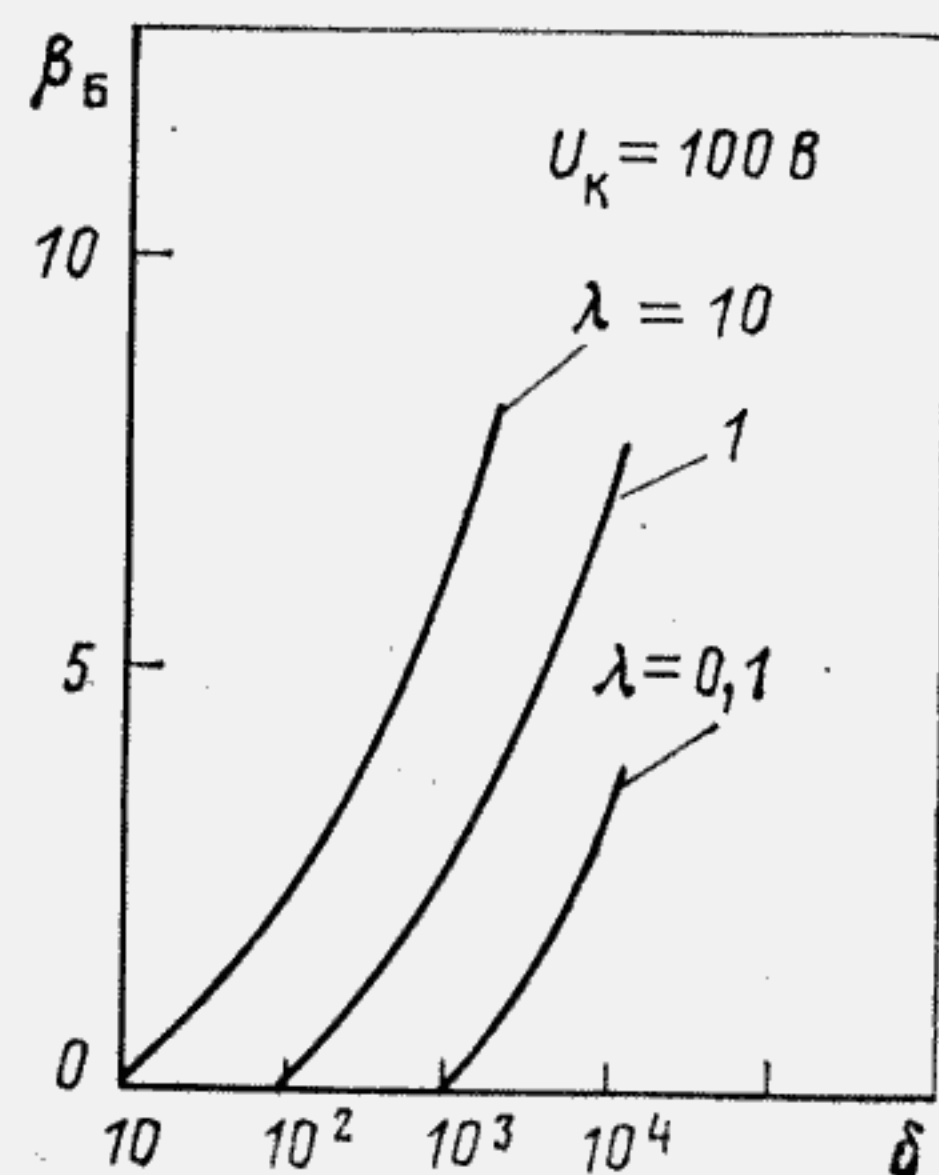


Рис. 1.32

лектор. Внутри барьера имеется область, ограниченная координатами $-\beta_a, \gamma_b, +\beta_a$, в которой вторичные электроны, обладающие энергией, соответствующей ограниченной разности потенциалов мишени в точке $\beta=0$ и в точках $\pm\beta_a, \gamma_b$, притягиваются к мишени. Внутри области $\pm\beta_b$ имеется участок, в котором поле имеет такую структуру, что вторичные электроны уходят от мишени в направлении оси γ . При этом они двигаются также в направлении оси β под воздействием тангенциальной составляющей напряженности поля E_t , которая не претерпевает изменений при наложении поля коллектора. Как показано выше, E_t принимает максимальное значение вблизи $\beta \approx 1$, поэтому вторичные электроны проходят участок пути при $\beta \approx 1$ и попадают в область, ограниченную координатами $\pm\beta_a, \gamma_b$, тормозятся в направлении оси β , так как тангенциальная составляющая напряженности поля резко падает до нуля, и притягиваются положительным зарядом дорожки на мишень.

Таким образом, попав в потенциальную ловушку, медленные электроны оседают на мишень, формируя считанный импульс тока [48].

Формирование считанного импульса начинается с того момента времени, когда край активной части считывающего луча пересечет границу β_b . Из этого следует, что эквивалентная ширина считываемой потенциальной дорожки в общем случае больше, чем ширина нанесенной в результате записи зарядной дорожки, и превышает величину $6r_0$ при $U_k=100$ В. Длительность считанного импульса равна примерно $10r_0$, что в несколько раз больше, чем для идеального потенциалоскопа (см. рис. 1.6).

В настоящее время отсутствуют экспериментальные методы непосредственного измерения поля зарядных дорожек и пятен. Введение в мишень и ближнюю зону дорожки даже мелких электродов-зондов деформирует поле, по этим зондам стекают заряды и искажают реальное распределение плотности зарядов. Экспериментальная проверка основных зависимостей, полученных выше, может быть осуществлена только бесконтактным методом косвенных измерений. Поэтому теоретический анализ поля и сравнение его с результатами считывания по выходным сигналам является на сегодня единственной возможностью установления качественных и количественных зависимостей, необходимых для правильного понимания физических процессов, лежащих в основе работы ЗЭЛТ, и проведения расчетов характеристик и режимов работы ЗЭЛТ.

1.7. Влияние пространственного заряда вторичных электронов на работу ЗЭЛТ

При работе запоминающей ЭЛТ с накоплением зарядов вторичные электроны, эмитированные мишенью, в общем случае частично уходят на коллектор, частично возвращаются на мишень в то место, откуда они вышли, частично — на соседние с облучаемым участком мишени.

Часть первичных электронов отражается от мишени и создает электронное облако в области мишень — коллектор, отрицательный потенциал которого ограничивает ток коллектора [4].

Процесс образования пространственного заряда за счет явления вторичной электронной эмиссии сходен с процессом образования пространственного заряда при термоэмиссии. Потенциалы в этом случае определяют решением уравнения Пуассона.

Плотность пространственного заряда ρ как функция координаты s , отсчитываемой от поверхности мишени, определяется количеством вторичных электронов, находящихся в выбранный момент времени в каждой точке с координатой s .

Обозначим $s = z - l = r_0 g$. Для простоты анализа зафиксируем уровень нуля потенциала на уровне потенциального минимума с координатой s_{min} .

Для точки с координатой $s < s_{min}$ плотность пространственного заряда определяется количеством электронов, уходящих на коллектор, и количеством электронов, возвращающихся обратно на мишень. Влиянием быстрых первичных электронов луча пренебрегаем.

Электрон, скорость которых при выходе из мишени обусловлена потенциалом $U_{s0} > U_{M0}$, где U_{M0} — потенциал мишени относительно минимального значения потенциала, пройдут плоскость с координатой s один раз. Электроны, скорость которых обусловлена потенциалом $U_{M0} - U < U_{s0} < U_{M0}$, пройдут плоскость с координатой s два раза и, наконец, электроны с начальными скоростями, обусловленными потенциалом $U_{s0} < U_{M0} - U$, совсем не пройдут через плоскость с координатой s (рис. 1.33).

Нормальная составляющая v_s скорости электронов в плоскости с координатой s определяется выражением

$$v_s = \sqrt{v_{s0}^2 - 2q_e(U_{M0} - U)/m_e},$$

где q_e , m_e — заряд и масса электрона.

Плотность зарядов ρ в плоскости с координатой s определяется из равенства $dj = -v d\rho$:

$$\rho = - \int_{v_0}^v dj/v_0.$$

Учитывая сказанное выше, можно записать

$$\rho = 2 \int_{v_{s2}}^{v_{s1}} dj_s/v_s + \int_{v_{s1}}^{\infty} dj_s/v_s = 2\sigma j_{\text{л}}/v_0^2 \left\{ 2 \int_{v_{s2}}^{v_{s1}} v_{s0} \exp[-(v_{s0}/v_0)^2] dv_s/v_s + \int_{v_{s1}}^{\infty} v_{s0} \exp[-(v_{s0}/v_0)^2] dv_s/v_s \right\},$$

где $v_{s1} = \sqrt{2q_e U_{M0}/m_e}$; $v_{s2} = \sqrt{2q_e (U_{M0} - U)/m_e}$.

Введем новую переменную $v_{s0}^2 - 2q_e (U_{M0} - U)/m_e = \mu^2$ и преобразуем подынтегральное выражение:

$$v_{s0} \exp\left\{-\left[\mu^2 + 2q_e (U_{M0} - U)/m_e\right]/v_0^2\right\} \mu d\mu = \exp\left(-\mu^2/v_0^2\right) \exp\left(-U_{M0}/U_0\right) \exp\left(U/U_0\right) d\mu.$$

Произведя интегрирование, получим

$$\rho = \frac{\sqrt{\pi} \sigma j_{\text{л}}}{v_0} \exp\left(-\frac{U_{M0}}{U_0}\right) \exp\left(\frac{U}{U_0}\right) \left\{ 2 \left[\Phi\left(\sqrt{\frac{U}{U_0}}\right) - \Phi(0) \right] + \left[\Phi(\infty) - \Phi\left(\sqrt{\frac{U}{U_0}}\right) \right] \right\} = \frac{\sqrt{\pi} j_{\text{в}}}{\sqrt{2q_e U_0/m_e}} \left[1 + \Phi\left(\sqrt{\frac{U}{U_0}}\right) \right] \exp\left(\frac{U}{U_0}\right), \quad (1.67)$$

где

$$U_0 = 2U_{\text{н}}; \quad q_e U_0 = 0,5 m_e v_0^2; \quad j_{\text{в}} = j_{\text{л}} \sigma \exp\left(-\frac{U_{M0}}{U_0}\right), \quad (1.68)$$

$j_{\text{л}}$ и $j_{\text{в}}$ — плотность тока луча и вторичных электронов соответственно.

Выражения (1.68) и (1.3) эквивалентны. Разница заключается только в том, что в одном случае потенциал мишени отсчитывается относительно потенциала барьерной сетки, во втором случае — относительно минимума потенциала объемного заряда. Оба эти потенциала являются тормозящими для вторичных электронов. Таким образом, выражение (1.68) определяет плотность тока вторичных электронов, которые дойдут до коллектора при наличии потенциального минимума.

Плотность зарядов для $s > s_{min}$ вычисляется аналогично, с той лишь разницей, что в выражение для ρ входит только один член, определяемый количеством вторичных электронов, уходящих на коллектор:

$$\rho = \frac{2\sigma j_{\text{л}}}{v_0^2} \int_{v_{s2}}^{\infty} \frac{v_{s0} \exp\left(-\frac{v_s^2}{v_0^2}\right) dv_{s0}}{\sqrt{2q_e U_{M0}/m_e} \sqrt{v_{s0}^2 - 2 \frac{q_e}{m_e} (U_{M0} - U)}} =$$

$$= \sqrt{\pi} j_b / \sqrt{2q_e U_0 / m_e} [1 - \Phi(\sqrt{U/U_0})] \exp(U/U_0). \quad (1.69)$$

Чтобы найти распределение потенциала, необходимо решить уравнение Пуассона:

$$d^2 u / ds^2 = -\rho(u) / \epsilon_0. \quad (1.70)$$

Для удобства интегрирования преобразуем левую часть этого уравнения:

$$\frac{d^2 u}{ds^2} = \frac{1}{2} \frac{d}{du} \left(\frac{du}{ds} \right)^2,$$

тогда

$$\left(\frac{du}{ds} \right)^2 = \frac{2}{\epsilon_0} \int_0^u \rho(u) du. \quad (1.71)$$

Обозначив

$$\frac{2}{\epsilon_0} \int_0^u \rho(u) du = \Psi(u),$$

получим

$$s - s_{min} = \int_0^u du / \sqrt{\Psi(u)}.$$

Подставляя (1.67) и (1.69) в (1.71), получаем

$$\begin{aligned} \left(\frac{du}{ds} \right)^2 &= \frac{2 \sqrt{\pi} j_b U_0}{\epsilon_0 \sqrt{2q_e U_0 / m_e}} \int_0^u \left[1 \pm \Phi \left(\sqrt{\frac{u}{U_0}} \right) \right] d(e^{u/U_0}) = \\ &= \frac{2 \sqrt{\pi} j_b U_0}{\epsilon_0 \sqrt{2q_e U_0 / m_e}} \left\{ \exp \left(\frac{u}{U_0} \right) - \right. \\ &\left. - 1 \pm \left[\Phi \left(\frac{u}{U_0} \right) \exp \left(\frac{u}{U_0} \right) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{u}{U_0}} \right] \right\}. \quad (1.72) \end{aligned}$$

Интегрирование в уравнении (1.72) можно проводить лишь численным методом. Результаты этих вычислений приведены в обозначениях [4]:

$$\eta = \frac{u}{U_0}; \quad \xi = \sqrt[4]{\frac{2\pi m_e}{q_e U_0}} \sqrt{\frac{j_b}{\epsilon_0 U_0}} (s - S_{min}). \quad (1.73)$$

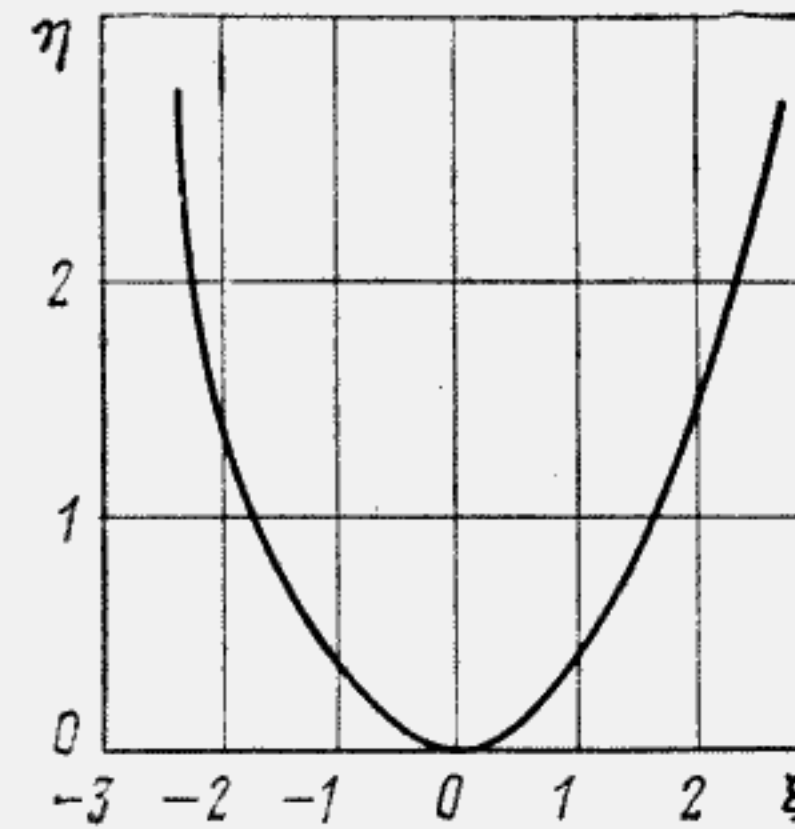
В [4] приведена также графическая зависимость $\eta = f(\xi)$, которой можно пользоваться при некоторых расчетах (рис. 1.34).

Выше показано (1.68), что зависимость плотности тока вторичных электронов от $U_{м.с}$ сохраняет свою форму также и относительно минимума потенциала.

Следовательно, равновесный потенциал в выражении (1.2) необходимо в этом случае отсчитывать относительно минимума потенциала, обусловленного пространственным зарядом $U_{min в.э}$:

$$U_{р.п} = U_{min в.э} + 2U_H \ln \sigma.$$

При определенных значениях d , j_π равновесный потенциал может принять даже отрицательные значения по отношению к потенциалу коллектора и потенциалу сигнальной пластины (рис. 1.35). Этот потенциал



← Рис. 1.34

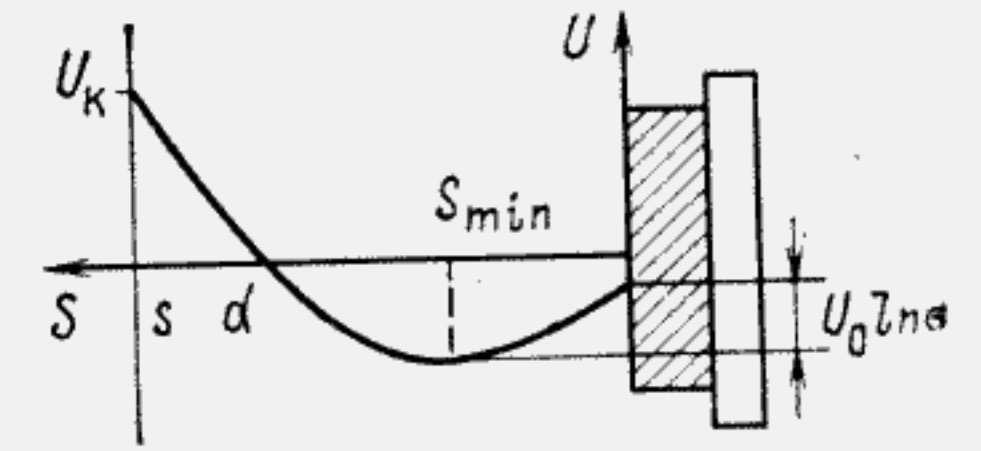


Рис. 1.35

уменьшается с увеличением тока луча и расстояния мишень — коллектор.

В [4] приведены расчеты значения и координаты минимума потенциала, а также экспериментальные данные, подтверждающие эти расчеты.

На рис. 1.36 приведены рассчитанные зависимости $U_{min в.э}$ от плотности тока луча для различных расстояний d . Как видно из рис. 1.36, минимальное значение потенциала при больших значениях d в большей степени зависит от изменения плотности тока луча. При $d=10$ мм и плотности тока, примерно равной 10 А/м^2 , $U_{min в.э} \approx 10 \div 15 \text{ В}$.

Значение S_{min} при наличии равновесных потенциалов определяют из таблиц или графика. По таблицам или по графику (см. рис. 1.34) находится значение ξ , соответствующее значению $\eta = U_{м}/U_0 = \ln \sigma$. Так как потенциал мишени определяется при равновесии, то $s=0$ и $j_b = j_\pi$. Подставив значение ξ в выражение (1.73), получим

$$S_{min} = \sqrt[4]{q_e U_0 / 2\pi m_e} \sqrt{\epsilon_0 U_0 / j_\pi}. \quad (1.74)$$

Аналогично при $\eta = U_{к}/U_0$ и $s=d$ определяют и потенциал коллектора

Условие $s_{min} = d$ является граничным для двух режимов работы ЗЭЛТ — нормального и с пространственным зарядом. При этом

$$d = \sqrt[4]{q_e U_0 / 2\pi m_e} \sqrt{\epsilon_0 U_0 / j_\pi}, \quad (1.75)$$

т. е. имеется зависимость между плотностью тока луча и расстоянием d мишень — коллектор, которая определяет границу между нормальным

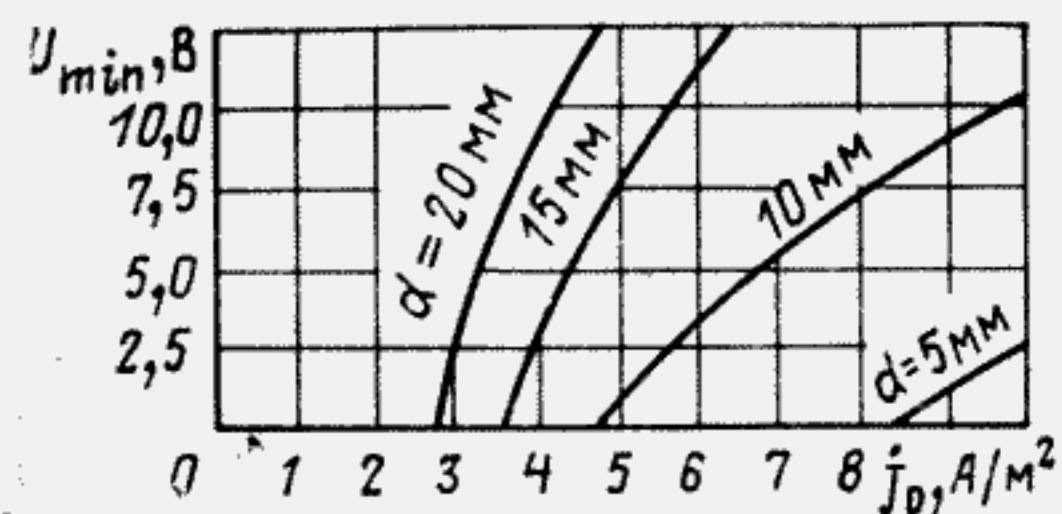


Рис. 1.36

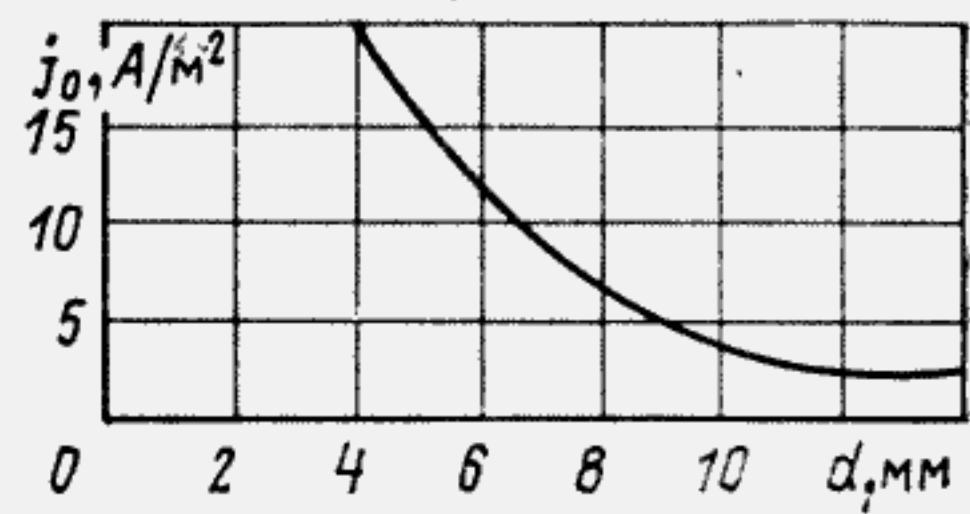


Рис. 1.37

режимом работы трубки и режимом работы в условиях ограничения тока вторичных электронов объемным зарядом. На рис. 1.37 приведена эта зависимость, рассчитанная по (1.75) при $U_0=16$ В. Таким образом, если расстояние мишень — коллектор равно d , то при токах луча, значения которых меньше определяемых кривой, изображенной на рис. 1.37, ЗЭЛТ работает без влияния пространственного заряда вторичных электронов [4].

Как следует из рис. 1.37 и выражения (1.75), при расстояниях $d \approx \approx 10$ мм плотность тока луча, при которой ЗЭЛТ работает без отрицательного объемного потенциала в промежутке мишень — коллектор, относительно мала. Поэтому считывание потенциальных рельефов в ЗЭЛТ с параметрами $\lambda \approx 10$, $\delta \approx 100$, $r_0 \approx 10^{-4}$ м желательно осуществлять с токами луча менее 0,01—0,1 мкА.

Минимальный ток луча ограничен нестабильностью тока электронной пушки при малых отпирающих напряжениях модулятора ЭЛТ.

В тех случаях, когда рабочее значение плотности тока луча больше, чем определяемое из (1.75), появляется отрицательный объемный потенциал U_{min} в.э. Зная величину потенциала U_{min} в.э и координату S_{min} , его действие можно скомпенсировать положительным потенциалом $U_{к.в.э}$, подаваемым на коллектор, так чтобы в точке $z=l+S_{min}$ с учетом (1.63) соблюдалось равенство

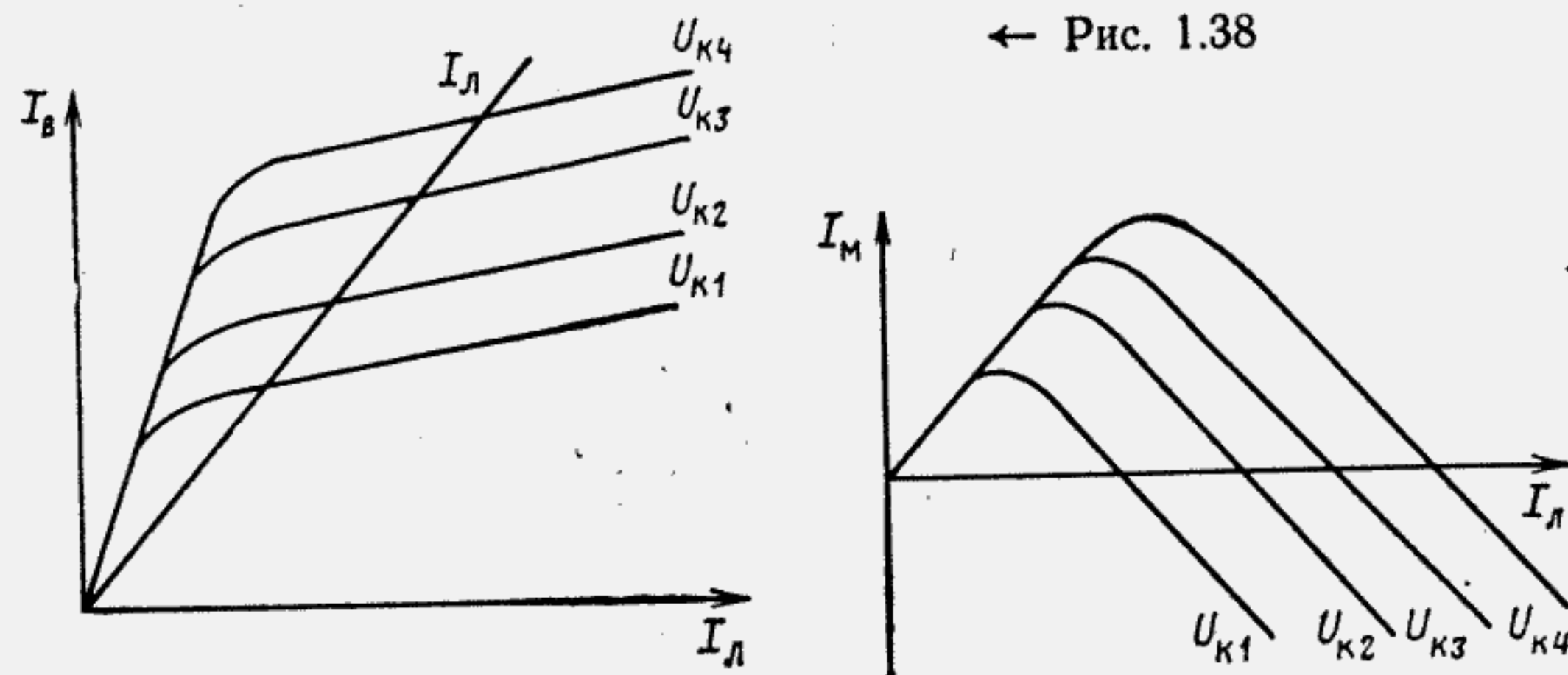
$$U_{min \text{ в.э}} = U_{к.в.э} (l/\epsilon_1 + S_{min}) / (l/\epsilon_1 + d). \quad (1.76)$$

Линейная зависимость тока мишени от тока луча ограничена, так как ток вторичных электронов создает в промежутке мишень — коллектор такой минимум потенциала, который уменьшает ток вторичных электронов на коллектор до некоторого квазистационарного значения.

Зависимость тока вторичных электронов от тока луча линейна при неравенстве $S_{min} \leq 0$.

На рис. 1.38 приведены рассчитанные зависимости $I_B = f(I_L)$ при различных напряжениях на коллекторе [4] при условиях $S_{min} \ll d$, $U_{к1} < U_{к2} < U_{к3} < U_{к4}$.

На рис. 1.39 приведены зависимости тока мишени от тока луча, полученные из рис. 1.38. Как следует из рис. 1.39, при достаточно боль-



← Рис. 1.38

Рис. 1.39

ших токах луча и малых значениях потенциала коллектора действующий коэффициент вторичной эмиссии может стать меньше единицы, что нарушит нормальную работу трубки.

1.8. Компенсация тангенциальной составляющей напряженности электрического поля зарядной дорожки

Когда считывающий луч находится в области потенциального барьера, разлет вторичных электронов вдоль записанной дорожки происходит под воздействием тангенциальной составляющей напряженности поля и практически ничем не ограничен. Поэтому вторичные электроны оседают за пределами границы aa' и bb' (рис. 1.40), снимая заряд дорожки в заштрихованной области. Это приводит к тому, что считывание следующей строкой может быть осуществлено только за пределами считанного участка дорожки vv' , что, в свою очередь, снижает количество строк разложения преобразуемого сигнала.

В ЗЭЛТ без барьерной сетки разлет вторичных электронов по оси α в стороны от места их выхода из мишени можно в значительной степени ограничить, если скомпенсировать тангенциальную составляющую вектора напряженности поля зарядной дорожки.

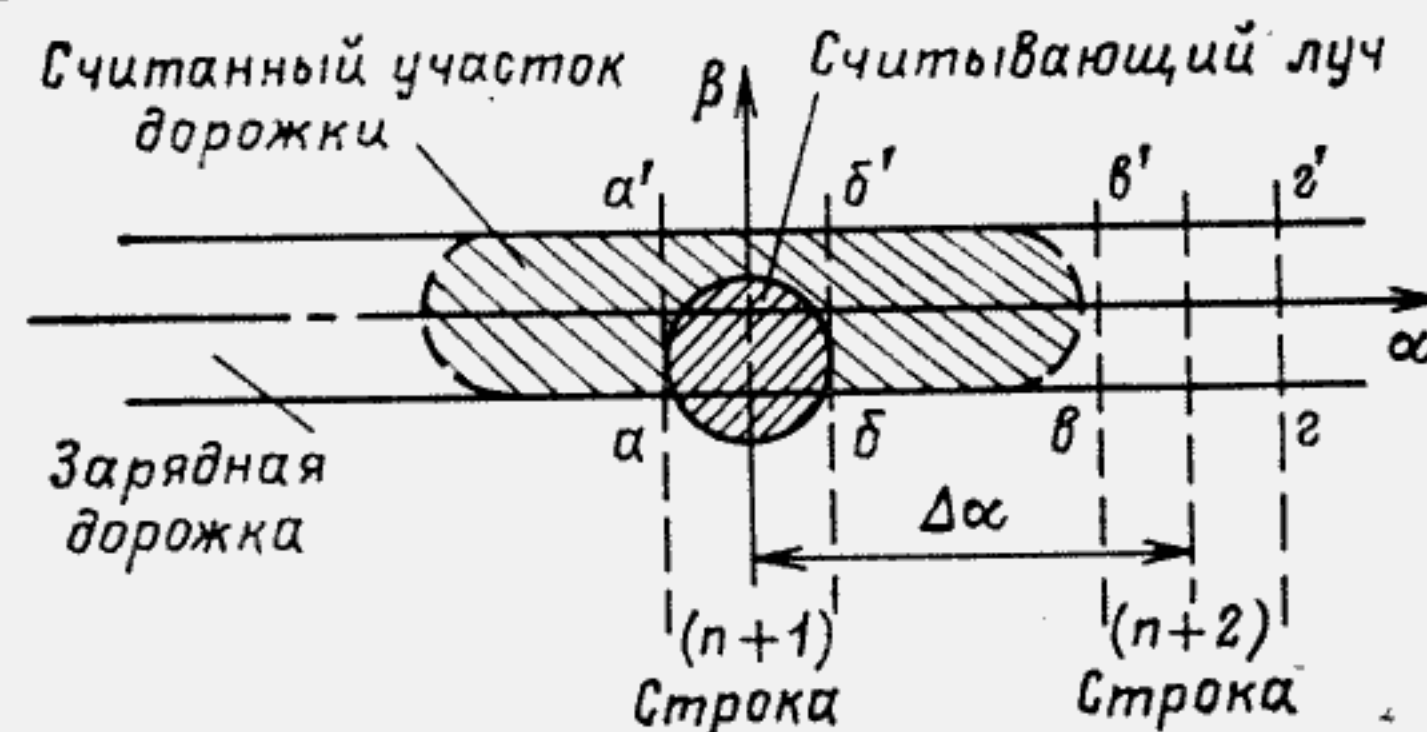


Рис. 1.40

Из способов уменьшения влияния величины $E_{tд}$ тангенциальной составляющей напряженности поля зарядной дорожки по оси α на плотность строк считывания в растре наиболее эффективным и легко практически осуществимым является способ нанесения на мишень дополнительных вспомогательных зарядов на кадре $\eta_{в.к}$.

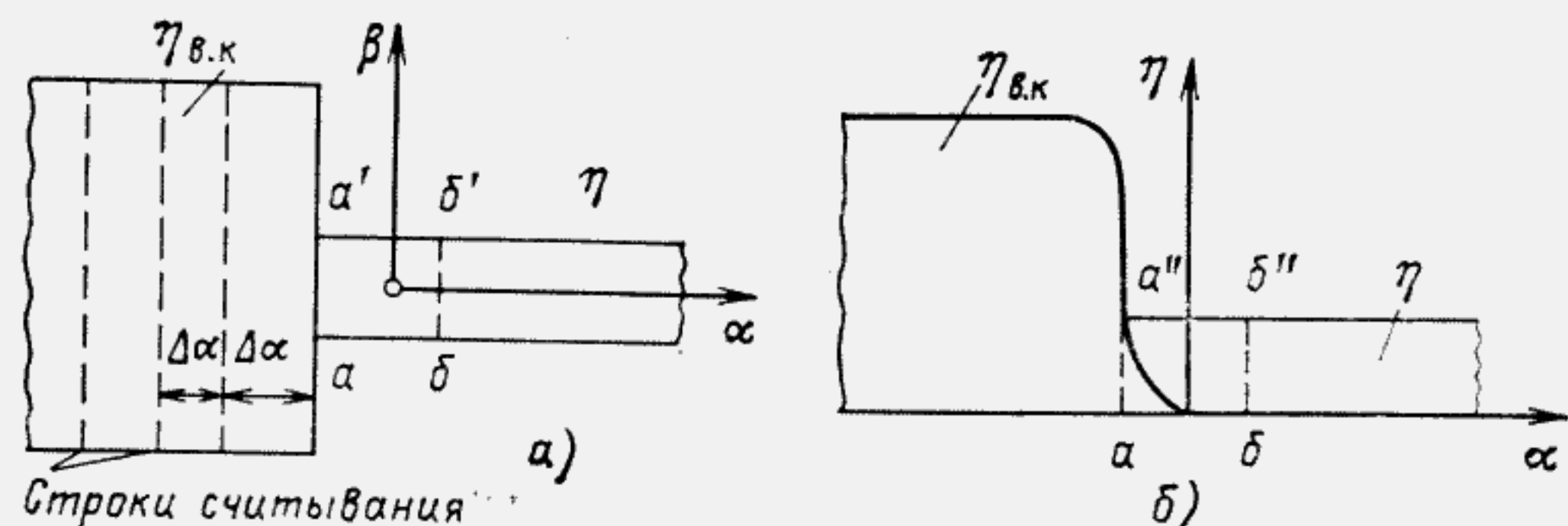


Рис. 1.41

Если предположить, что слева от оси β за пределами движущегося пятна (рис. 1.40) на мишени нанесены по части кадра положительные заряды $\eta_{в.к}$, образующие тангенциальную составляющую напряженности поля $E_{tв.к}$ обратного направления по сравнению с $E_{tд}$, то в результате суперпозиции вектор суммарной тангенциальной составляющей напряженности поля $E_{tк} = E_{tд} + E_{tв.к}$ может стать по абсолютной величине меньше $E_{tд}$, принять нулевое значение или изменить направление на обратное [49]. Значение $E_{tк}$ зависит от соотношения вспомогательного заряда $\eta_{в.к}$ и заряда дорожки η (рис. 1.41). При $\eta_{в.к} > \eta$ вторичные электроны не оседают на зарядной дорожке в направлении α за пределами считываемого пятна, а захватываются вспомогательным зарядом $\eta_{в.к}$.

Вспомогательные положительные заряды можно наносить электронным лучом. Практически это целесообразно осуществить сканированием по растру части мишени слева от оси β (рис. 1.41) с направлением строк, совпадающим с направлением строк считывания. Вспомогательные положительные заряды $\eta_{в.к}$ наносятся электронным лучом при положительном потенциале коллектора относительно потенциала сигнальной пластины.

Следует подчеркнуть, что наличие положительного потенциала на коллекторе является необходимым условием для нанесения вспомогательного положительного заряда $\eta_{в.к}$ и совпадает с необходимым условием формирования потенциального барьера около зарядной дорожки.

Нанесение вспомогательных зарядов целесообразно совместить с процессом считывания, которое также выполняется при положительном потенциале на коллекторе.

Зависимость тангенциальной составляющей напряженности электрического поля $E_{tв.к}$, обусловленной вспомогательным зарядом $\eta_{в.к}$, от координаты α представлена на рис. 1.42.

Из рис. 1.42 следует, что при равенстве максимальных значений плотности в распределениях зарядов вспомогательного и считываемой дорожки ($\eta_{в.к0} = \eta_0$) на границе распределения плотности заряда $\eta_{в.к}$

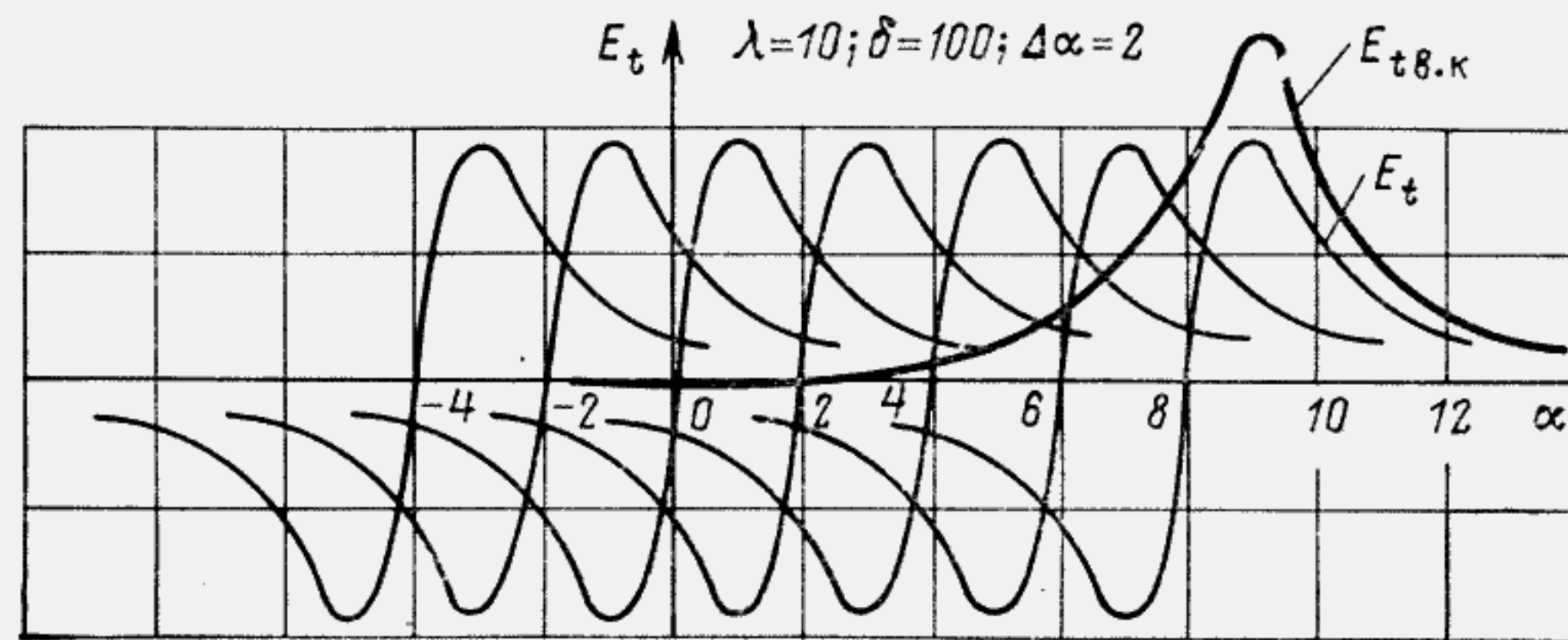


Рис. 1.42

максимальное значение тангенциальной составляющей, простирающейся в область считываемого пятна, ненамного превышает максимальное значение E_t одиночной зарядной дорожки [49]. Чтобы тангенциальная составляющая распределения вспомогательного заряда $E_{tв.к}$ была больше максимального значения тангенциальной составляющей зарядной дорожки $E_{tд}$ в месте пересечения считывающим лучом зарядной дорожки, значение $\eta_{в.к0}$ должно в несколько раз превышать значение η_0 (рис. 1.43) [49].

Приближенно зависимость $E_{tд}$ от координаты α определяется суммированием зависимостей $E_t(\rho)$, полученных для круглого зарядного пятна, с учетом непрерывного сдвига по оси α при соблюдении условия, что максимальное значение плотности заряда не должно превышать значения η_0 . В этом случае максимальное значение $E_{tд}$ мало отличается от максимального значения E_t круглого пятна, так как на расстоянии диаметра пятна от края дорожки в направлении α вкладом последующих пятен в $E_{tд}$ можно пренебречь [49].

Перераспределение вторичных электронов под действием тангенциальной составляющей напряженности поля дорожки $E_{tд}$ в направлении α влияет на разрешающую способность между строками раstra считывания и оказывает небольшое влияние на разрешающую способность в направлении строки считывания (в направлении β).

Когда считывающий луч находится на сравнительно большом расстоянии от зарядной дорожки, действие тангенциальной составляющей поля E_t таково, что вторичные электроны, попав в барьерную область, притягиваются к центральной части зарядной дорожки [49].

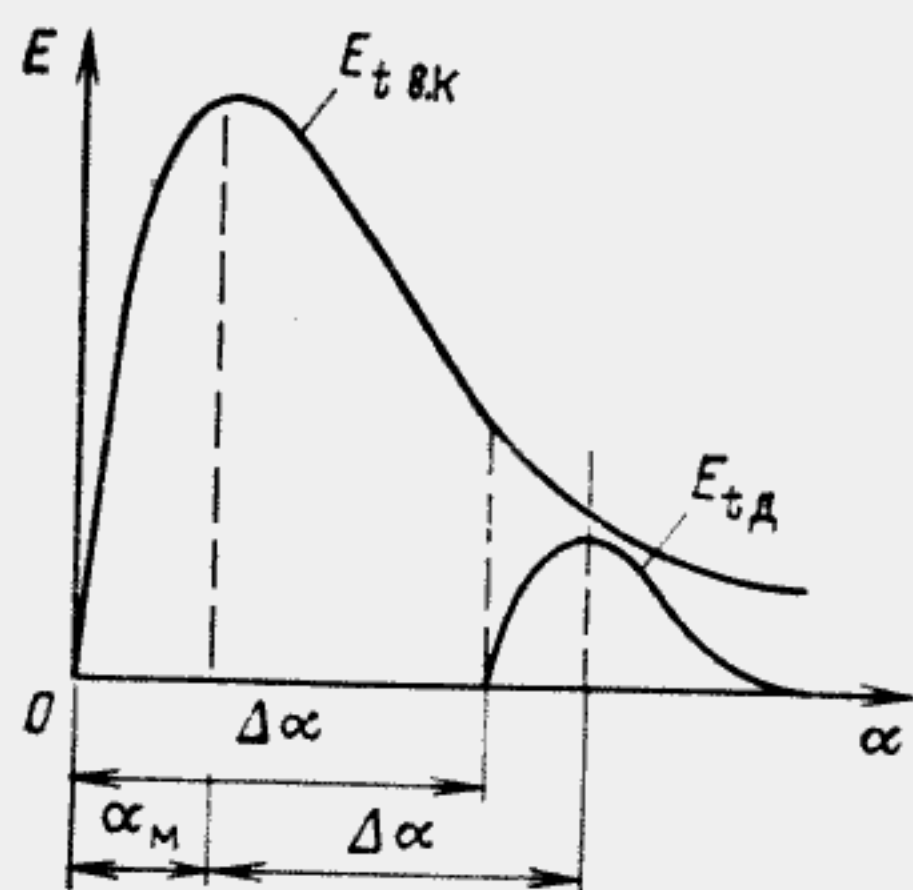


Рис. 1.43

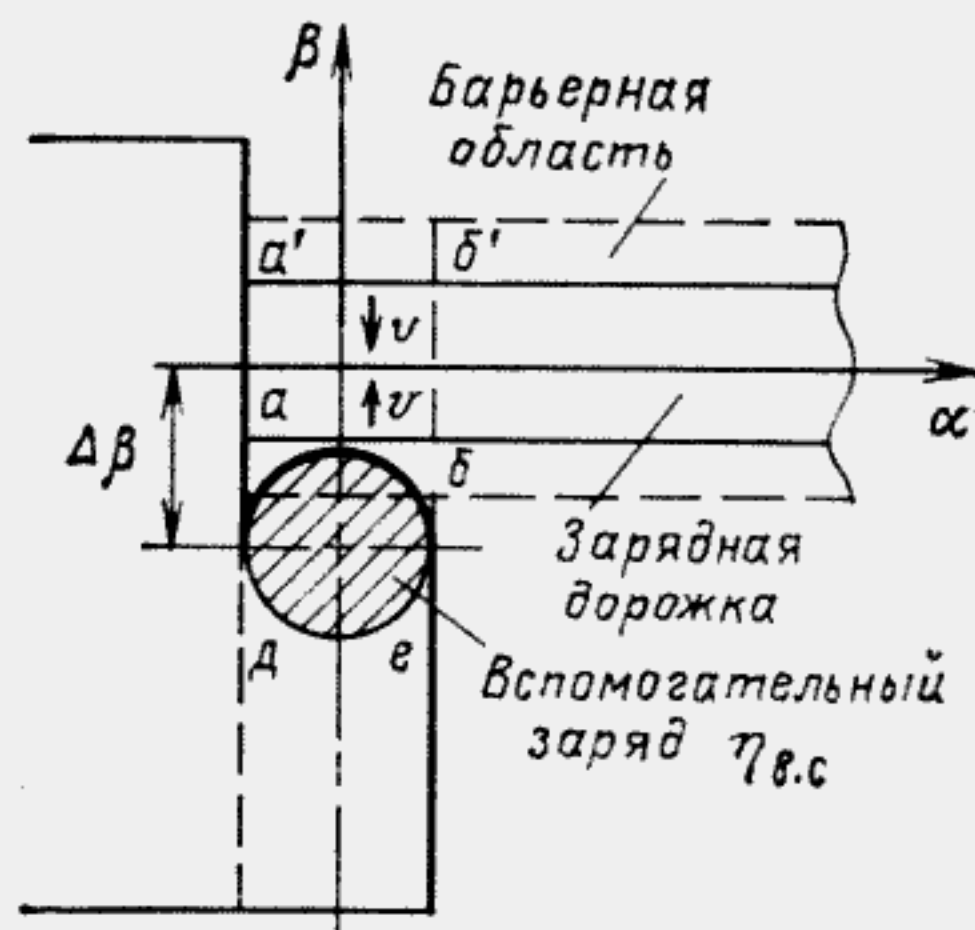


Рис. 1.44

На рис. 1.44 показано векторное направление движения вторичных электронов под действием тангенциальной составляющей напряженности поля E_t зарядной дорожки. Когда считывающий луч приближается к центральной части зарядной дорожки, то вторичные электроны опережают его и оседают на мишень в центральной части дорожки, формируя ток считанного импульса. В результате передний фронт нарастания считанного импульса начинается раньше, чем центр считывающего луча дойдет до центра зарядной дорожки. При этом $t_{ф.и} = \Delta\beta/v_c$, где v_c — скорость считывания. При удалении луча от зарядной дорожки вторичные электроны отстают от луча, затягивая задний срез считанного импульса.

При помощи вспомогательных положительных зарядов $\eta_{в.с.}$, вводимых в барьерную область, можно получить значение вектора тангенциальной составляющей $E_{тс} = E_t + E_{тв.с}$ меньше значения вектора E_t дорожки при значениях $\beta < 0$ или изменить его направление на обратное направление E_t . Указанные вспомогательные заряды можно образовать при помощи электронного луча. Представляется целесообразным совместить операцию введения вспомогательных зарядов в барьерную область с операцией считывания движущимся лучом по строке в направлении оси β .

В этом случае образующееся при взаимодействии луча с мишенью зарядное пятно движется вместе со считывающим лучом по строке и захватывает медленные вторичные электроны, которые не могут преодолеть потенциальный барьер. До тех пор пока зарядное пятно не достигнет границы зарядной дорожки, быстрые электроны покидают мишень и уходят на коллектор. При пересечении считывающим лучом зарядной дорожки на мишени в области пятна оседает больше вторичных электронов, чем до пересечения дорожки. Благодаря возникающей разности токов формируется считанный импульс.

Так как максимальные значения тангенциальных составляющих $E_{тд}$ и E_t приблизительно равны между собой, то равны между собой и максимальные значения распределения плотности зарядов $\eta_{в.к}$ и $\eta_{в.с}$. В силу этого удастся совместить образование вспомогательных составляющих напряженности поля со считыванием сигнала.

В обоих случаях нанесения вспомогательных зарядов $\eta_{в.к}$ и $\eta_{в.с}$ действие составляющих напряженности поля $E_{тк}$ и $E_{тс}$ на вторичные электроны таково, что оно способствует повышению разрешающей способности считывания ЗЭЛТ, приближая ее к разрешающей способности идеального потенциалоскопа [49].

Чтобы обеспечить условия считывания в ЗЭЛТ, максимально приближенные к условиям идеального потенциалоскопа, необходимо, чтобы в зоне зарядной дорожки результирующее значение нормальной составляющей напряженности поля $E_{нобщ} = E_n + E_{нк} + E_{нс}$ превышало значение результирующей тангенциальной составляющей напряженности поля $E_{тобщ} = E_{тк} + E_{тс}$. Поэтому значение вспомогательных зарядов не должно превышать значения, при котором $E_{нобщ} \geq E_{тобщ}$.

Как следует из анализа результатов численных расчетов E_n и E_t , приведенных на рис. 1.17—1.19 и 1.22—1.24, максимальное значение распределения плотности вспомогательных зарядов $\eta_{во}$ может превышать максимальное значение распределения плотности заряда дорожки η_0 более чем в 5 раз.

Рассмотрим процесс считывания вторичными электронами при использовании метода вспомогательных зарядов.

Вторичные электроны, имеющие малые значения нормальной и тангенциальной составляющей начальной скорости (т. е. имеющие малые энергии выхода) в области зарядной дорожки, не могут далеко уйти от точки выхода и возвращаются на мишень под действием нормальной составляющей поля $E_{нобщ}$ практически в те же точки, из которых они вышли. Вторичные электроны, имеющие малое значение нормальной составляющей и большое значение тангенциальной составляющей скорости выхода, т. е. скорости, направленной параллельно поверхности мишени, составляют небольшую часть из общего количества вторичных электронов, которой можно пренебречь. Вторичные электроны, имеющие большое значение нормальной и тангенциальной составляющей скорости (большое значение энергии выхода) удаляются от точек выхода, преодолевают тормозящее действие потенциального барьера и либо уходят на коллектор, либо захватываются вспомогательными зарядами на мишени. Таким образом, считывание записанной дорожки осуществляется вторичными электронами малых энергий, электроны больших энергий захватываются коллектором, электроны средних энергий захватываются коллектором и вспомогательными зарядами.

При выходе вторичных электронов из барьерной области, не ограниченной координатами $\pm\beta_0$ (см. рис. 1.29, б, в), электроны больших энергий уходят на коллектор и участвуют в образовании вспомога-

ного заряда, создающего ток мишени. Электроны средних и малых энергий захватываются вспомогательными зарядами, ограничивая рост этих зарядов, а следовательно, и ток мишени, чем достигается установление процесса.

Из анализа рис. 1.29 можно определить границы значений W_m — малых, W_{cp} — средних и W_6 — больших энергий вторичных электронов соответственно:

$$0 \leq W_m \leq q_e U_{min} \leq W_{cp} \leq q_e U_b \leq W_6 \leq q_e U_d,$$

где U_{min} — разность потенциалов барьерной области; q_e — заряд электрона; U_b — потенциал вспомогательного заряда, приобретаемый мишенью в результате считывания; U_d — ускоряющий потенциал считывающего луча.

Значение положительных зарядов, наносимых на мишень при считывании, зависит от тока и скорости движения считывающего луча, а также от потенциала, подаваемого при этом на коллектор трубки.

Рассмотрим процесс формирования считанного сигнала.

Предположим, что поверхность мишени во всех местах, где не проводилась запись, имеет потенциал, близкий к потенциалу сигнальной пластины. На коллектор подан положительный потенциал относительно нулевого потенциала сигнальной пластины. Предположим также, что считывающий луч движется по мишени, постепенно приближаясь к записанной зарядной дорожке.

В начальный момент времени, пока значение нормальной составляющей напряженности поля наносимого заряда E_n на поверхности мишени меньше напряженности поля E_k , обусловленной потенциалом коллектора, значение накапливаемого заряда пропорционально времени пребывания электронного луча на данном участке мишени, все вторичные электроны покидают мишень и уходят на коллектор. Когда значение E_n сравняется с напряженностью поля коллектора E_k , скорость накопления заряда уменьшается за счет захвата наносимым зарядом части вторичных электронов малых энергий. Затем скорость роста заряда уменьшается еще больше и заряд стремится в пределе к значению, при котором потенциал мишени достигает значения равновесного.

На рис. 1.45, а показано смещение потенциала при считывании ($E_n < E_k$).

На рис. 1.45, б показана зависимость тока мишени при считывании, где θ_0 и θ_1 — моменты включения и выключения считывающего луча соответственно.

Максимальный считанный импульс формируется при работе на участке $бв$ кривой рис. 1.4. Этот случай отображен диаграммой на рис. 1.46.

На рис. 1.46, а обозначено $U_{подг}$ — потенциал мишени перед началом считывания, заданный при подготовке ЗЭЛТ перед записью; U_c — потенциал, приобретаемый мишенью в результате считывания; U_{min} —

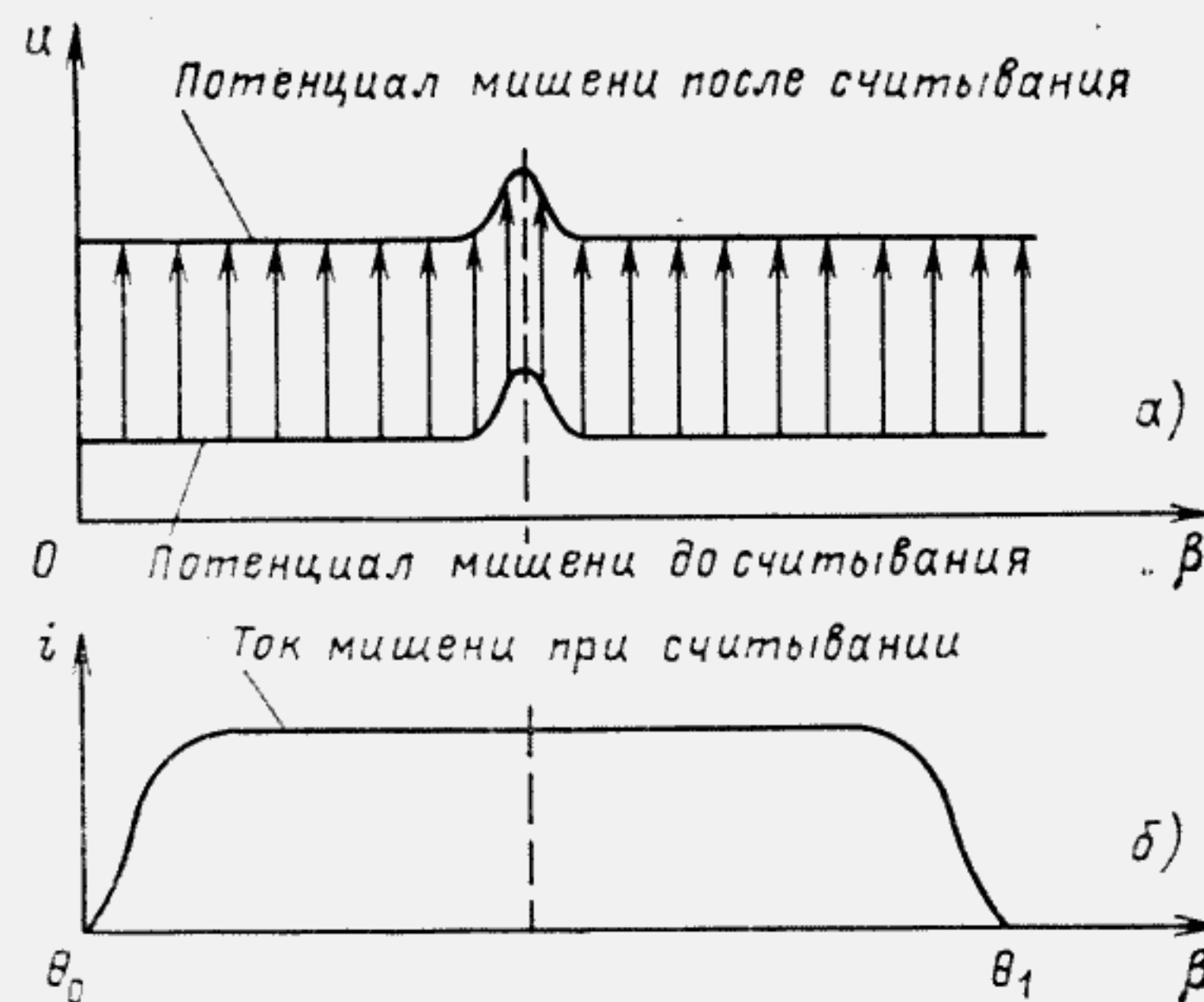


Рис. 1.45

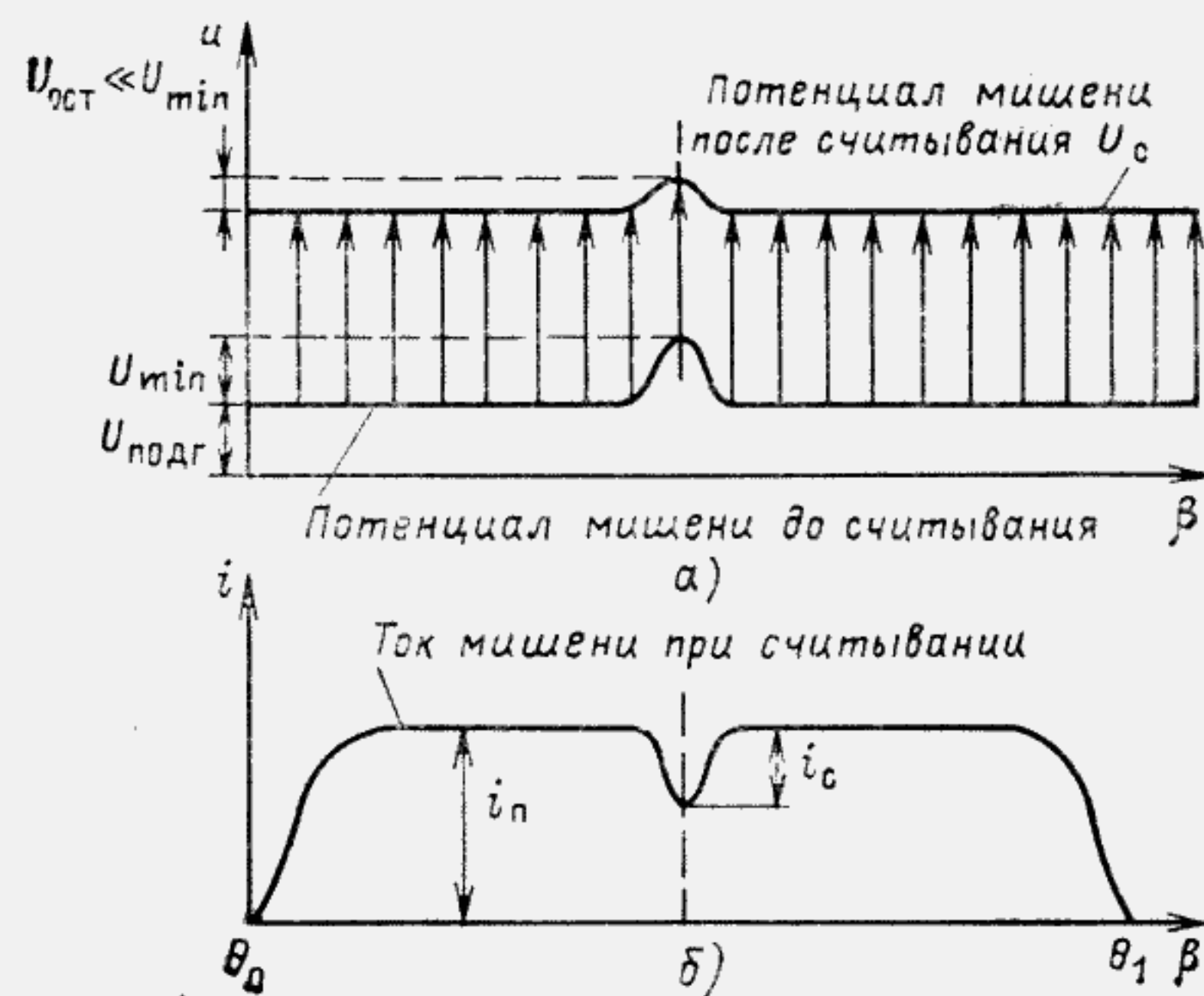


Рис. 1.46

потенциальный рельеф записанной зарядной дорожки, определяемый параметрами потенциального барьера. На рис. 1.46, б показано изменение тока мишени, соответствующее форме считанного сигнала. Здесь обозначено: θ_0 и θ_1 — моменты включения и выключения считывающего луча; i_n — ток пьедестала; i_c — ток считанного импульса.

Считывание в ЗЭЛТ без барьерной сетки является сложным процессом, при котором происходит нанесение вспомогательных зарядов и считывание относительно малых зарядов записанной дорожки.