

УДК 621.315.592

Электрический пробой в чистом *n*- и *p*-Si

© В.Ф. Банная¹, Е.В. Никитина^{2,¶}

¹ Московский государственный педагогический университет,
119991 Москва, Россия

² Российский университет дружбы народов,
117198 Москва, Россия

¶ E-mail: enikitina@sci.edu.ru

(Получена 6 февраля 2017 г. Принята к печати 13 февраля 2017 г.)

Представлены результаты расчета зависимостей кинетических коэффициентов ударной ионизации и термической рекомбинации от электрического поля в чистом кремнии. По аналогии с германием рассчитаны зависимости поля электрического пробоя E_{br} от степени компенсации материала K . Дано подробное обоснование правомочности такого расчета. Представлены кривые $E_{br}(K)$ и проведено сравнение с экспериментальными данными в области слабых компенсаций. Выполнена привязка к экспериментальным результатам, при которой наблюдается удовлетворительное соответствие теории и эксперимента.

DOI: 10.21883/FTP.2018.03.45610.8536

Электрический пробой в кремнии, широко используемом в современной электронике, представляет несомненный практический интерес. Как показано в работах [1,2], низкотемпературный примесный пробой в германии с концентрацией примесей $N \lesssim 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ определяется только степенью компенсации K , т.е. $E_{br} = f(K)$. Теоретический расчет этой зависимости в Ge при $T = 4.2 \text{ К}$ во многом стимулирован наличием большого числа экспериментальных данных и опирается на эти результаты. К сожалению, электрический пробой в Si практически не изучен, что существенно затрудняет вычисление кинетических коэффициентов: коэффициента ударной ионизации — $A_i(E)$ и коэффициента термической рекомбинации $B_T(E)$, определяющих критерий пробоя [1,2]. В литературе имеются лишь единичные данные о значении E_{br} при $T \gtrsim 4.2 \text{ К}$, полученные в основном для слабокомпенсированных образцов *p*-Si. Это, по-видимому, связано с тем, что измерение пробоя в Si в области гелиевых температур значительно сложнее, чем в Ge. Значительно большие величины энергии ионизации мелких примесей в Si и эффективных масс электронов и дырок по сравнению с Ge приводят к тому, что значения электрических полей, в которых наблюдается пробой примесных центров, составляет сотни В/см (в Ge в десятки раз меньше).

Кроме того, при $T \lesssim 4.2 \text{ К}$ чистый Si ($N_a + N_d \lesssim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, где N_a — концентрация акцепторов, N_d — доноров) практически не содержит термовозбужденных носителей заряда, и измерение E_{br} (поля пробоя) может быть выполнено лишь при наличии фотогенерации. Именно такие экспериментальные результаты будут в дальнейшем использованы для сравнения с расчетом.

Настоящая статья посвящена расчету зависимости $E_{br}(K)$ для чистого Si *n*- и *p*-типов и частичного сравнения теоретических кривых с имеющимися экспериментальными данными.

Схема расчета и формулы кинетических коэффициентов $A_i(E)$ и $B_T(E)$ подробно описаны в работах [1,2] на

примере Ge. Правомочность использования этих формул в случае Si определяется рядом условий. Проанализируем их выполнимость для кремния.

1. Для многих теоретических оценок примесные центры III, V групп, имеющие в Si энергию ионизации $\varepsilon_i \approx (4-5) \cdot 10^{-2} \text{ эВ}$, с достаточной степенью точности считаются водородоподобными.

2. В расчетах $A_i(E)$ и $B_T(E)$ изолированность примесей связывается с двумя факторами. Во-первых, концентрация их должна быть такова, чтобы перекрытие основных состояний примесных центров еще не влияло на величину энергии ионизации:

$$N^{1/3}a \ll 1, \quad (1)$$

где N — концентрация основной примеси, a — эффективный боровский радиус. Во-вторых, примесные центры можно считать изолированными, если при термической рекомбинации радиус орбиты, на которую происходит захват электрона, значительно меньше среднего расстояния между центрами. Это условие может быть еще сформулировано следующим образом: характерный размах флуктуационного потенциала E_0 должен быть меньше средней энергии носителей [3]:

$$E_0 \approx e^2 \kappa^{-1} N^{1/3} \lesssim k_0 T_e, \quad (2)$$

где κ — диэлектрическая проницаемость, T_e — эффективная температура носителей заряда.

Оценки выполнимости условий (1) и (2) для определенности проведем для *p*-Si, легированного бором (Si:B, $\varepsilon_i = 4.5 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}$), и *n*-Si, легированного фосфором (Si:P, $\varepsilon_i = 4.9 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}$).

$$N^{1/3}a = 10^{-2}, \text{ если } N_d = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$$

$$\text{или } N_a = 8.4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3};$$

$$N^{1/3}a = 10^{-1}, \text{ если } N_d = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$$

$$\text{или } N_a = 8.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}.$$

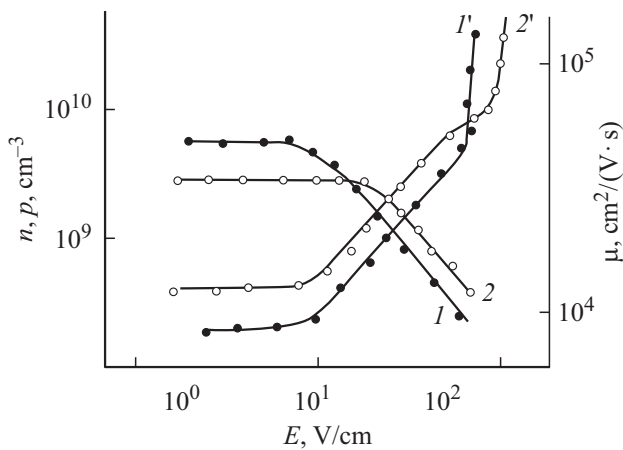


Рис. 1. Зависимость подвижности электронов (1) и дырок (2) от электрического поля в кремнии. Зависимость концентрации электронов (1') и дырок (2') от электрического поля в кремнии.

Эксперименты по изучению примесной проводимости кремния [4] показали, что ϵ_i практически не зависит от N , а при $E \approx E_{br} k_0 T_e \gtrsim 10 k_0 T$ вплоть до значений $N \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, будем считать, что в сильном электрическом поле приближение изолированных примесных центров справедливо в Si для концентрации основной примеси $N \lesssim 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

3. Оценим вклад различных механизмов рассеяния импульса и энергии носителей заряда в Si. Известно, что рассеяние импульса на нейтральных центрах практически не зависит от энергии; вклад рассеяния с ростом электрического поля на ионизованных центрах уменьшается, а на акустических фононах существенно растет. Как показывают измерения зависимостей подвижности и концентрации носителей от электрического поля (вплоть до $E \approx E_{br}$) при $T = 4.2 \text{ К}$, акустический механизм рассеяния импульса является преобладающим для образцов Si с $N_I \leq 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, где N_I — концентрация ионизованных центров. Соответствующие кривые зависимостей подвижности $\mu(E)$ и концентрации свободных носителей заряда $n, p(E)$ представлены на рис. 1. Из рисунка видно, что разогрев носителей электрическим полем наблюдается при $E \gtrsim 20 \text{ В/см}$: сначала $\mu \sim E^{-0.5}$, затем, при $E \geq 60 \text{ В/см}$, $\mu \sim E^{-1}$. При $E \geq 100 \text{ В/см}$ концентрация свободных носителей резко возрастает, что соответствует низкотемпературному пробую.

Рост концентраций n и p с увеличением E свидетельствует об уменьшении коэффициента захвата на притягивающие центры и удовлетворительно описывается теорией, основанной на акустическом механизме рассеяния энергии и импульса носителей.

Известно, что время релаксации энергии дырок в Si при $T = 4.2 \text{ К}$ $\tau_{\epsilon,ac,p}(k_0 T) \simeq 3 \cdot 10^{-10} \text{ с}$, для электронов эта величина установлена менее надежно [5,6].

Оценки по известным формулам [7] дают значение $\tau_{\epsilon,ac,p} \approx 3.5 \cdot 10^{-11} \text{ с}$. С ростом энергии эти значения могут быть только меньше. Энергетическая зависимость τ_{ϵ} определяет значения коэффициента захвата. Поэтому необходимо оценить эффективную температуру носителей заряда и степень их разогрева.

Выражение для электронной температуры имеет вид: [5]

$$k_0 T_e = \left[e E_{br} l_0 \sqrt{2.5} \left(\frac{m s^2}{2} \right)^{0.25} \right]^{0.8}, \quad (3)$$

где $l_0 = l_{ac} \left(\frac{k_0 T}{2 m s^2} \right)$, l_{ac} — длина свободного пробега при рассеянии энергии носителей на акустических фононах.

Таким образом, при вычислении вероятности термической рекомбинации среднюю энергию носителей заряда при $E = E_{br}$ необходимо вычислять по формуле (3), что соответствует случаю спонтанной эмиссии акустических фононов.

4. Коэффициент анизотропии в n -Si в 4 раза меньше, чем в n -Ge. Оценка характерных времен показывает, что вероятность существования дополнительного механизма потери энергии в n -Si существенно меньше, чем в n -Ge, и расчет $E_{br}(K)$ в Si будет выполнен для изотропной модели.

5. Вклад легких дырок в процесс ударной ионизации в p -Si, по-видимому, значительно меньше, чем в p -Ge. Это следует в первую очередь из экспериментальных результатов: величина поля пробоя в p -Si оказывается больше, чем в n -Si с близкими параметрами (см. рис. 1).

Возможно, это связано со следующими причинами. Эффективная масса легких дырок в Si только в 3 раза меньше, чем тяжелых (в Ge — 8 раз), их концентрация составляет (по разным источникам) (1.5–2)% от концентрации тяжелых дырок (в Ge — (2–4)%). Поэтому расчет $E_{br}(K)$ для p -Si будет выполнен без учета влияния легких дырок на функцию их распределения по энергии. Влияние легких дырок будет лишь учтено в значении эффективного боровского радиуса дырки и подборе величины сечения рекомбинации.

6. Значения энергии продольного и поперечного оптических фононов в Si ($\sim 6.1 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}$ и $\sim 5.9 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}$) сопоставимы со средней энергией носителей заряда. Поэтому оценим величину E , начиная с которой вклад рассеяния их энергии на оптических фононах становится значительным. Для этого должно выполняться неравенство

$$\frac{p_0}{e \tau_{ac,p}} < E < \frac{p_0}{e \tau_{opt}}, \quad (4)$$

где p_0 — импульс дырки с $\epsilon = \hbar \omega_{opt}$, $\tau_{ac,p}$ и τ_{opt} — времена релаксации импульса на акустических и оптических фононах соответственно. Оценки показывают, что в p -Si интервал электрических полей, в которых можно пренебречь спонтанной эмиссией оптических фононов, нужно ограничить значениями: $E \lesssim (4-5) \cdot 10^2 \text{ В/см}$.

Значения параметров для *n*-Si и *p*-Si

Параметр*	Значение для <i>n</i> -Si	Значение для <i>p</i> -Si	Ссылка
a_0 , см	$1.7 \cdot 10^{-7}$		[1,2]
a_{0lh} , см		$2.28 \cdot 10^{-7}$	[1,2]
a_{0hh} , см		$1.3 \cdot 10^{-7}$	[1,2]
σ_0 , см ²	$2 \cdot 10^{-13}$		Расчет
σ_{0lh} , см ²		$3.67 \cdot 10^{-13}$	“
σ_{0hh} , см ²		$1.19 \cdot 10^{-13}$	“
ε_i , эВ	$4.4 \cdot 10^{-2}$	$4.5 \cdot 10^{-2}$	[3]
τ_{ac} , с	$2.6 \cdot 10^{-9}$	$3.0 \cdot 10^{-10}$	[4]
$\langle v \rangle$, см/с	$2.1 \cdot 10^6$	$1.7 \cdot 10^6$	Расчет
l , см	$5.7 \cdot 10^{-3}$	$5.2 \cdot 10^{-4}$	“
E_0 , В/см	19	$3.5 \cdot 10^2$	“
T , К	4.2	4.2	

Примечание. a_{lh} — боровский радиус с учетом влияния легких дырок; a_{hh} — боровский радиус тяжелых дырок; σ_{0lh} — сечение ударной ионизации с учетом влияния легких дырок; σ_{0hh} — сечение ударной ионизации тяжелых дырок.

Таким образом, все условия, для которых получены формулы расчета $A_i(E)$ и $B_T(E)$ в чистом Ge, применимы и для Si с концентрацией основных примесей $N \lesssim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Исходя из критерия пробоя [1,2]

$$\frac{B_T(T, E_{br})}{A_I(T, E_{br})} = \frac{1}{K} - 1, \quad (5)$$

где K — степень компенсации примесей, используя параметры кремния, значения которых представлены в таблице, были рассчитаны кинетические коэффициенты по формулам, приведенным в работах [1,2].

Для *n*-Si:

$$A_{in}(E) = \sigma_0 1.35 \cdot 10^7 \left[\left(\frac{E}{E_0} \right)^{1.5} \Gamma \left(\frac{7}{10}, \frac{E_0^2}{E^2} \right) - \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\frac{3}{2}} \Gamma \left(\frac{3}{10}, \frac{E_0^2}{E^2} \right) \right], \quad (6)$$

$$B_{Tn}(E) = \frac{0.294}{E^{1/2}(1 + 0.59\sqrt{E})}. \quad (7)$$

Для *p*-Si:

$$A_{ip}(E) = \sigma_0 1.13 \cdot 10^7 \left[\left(\frac{E}{E_0} \right)^{1.5} \Gamma \left(\frac{7}{10}, \frac{E_0^2}{E^2} \right) - \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\frac{3}{2}} \Gamma \left(\frac{3}{10}, \frac{E_0^2}{E^2} \right) \right], \quad (8)$$

$$B_{Tp}(E) = \frac{9.71 \cdot 10^{-4}}{E^{1/2}(1 + 0.59\sqrt{E})}. \quad (9)$$

В формулах (6)–(9) величина

$$E_0^2 = \frac{96}{25\sqrt{2}} \left(\frac{\varepsilon_i}{ms^2} \right)^{1/2} \left(\frac{ms^2}{k_0 T} \right)^2 \left(\frac{\varepsilon_i}{e l_{ac}} \right)^2 [1]$$

(обозначения общепринятые), значение σ_0 дано в таблице.

Зависимости $A_i(E)$ и $B_T(E)$ представляют самостоятельный интерес, так как, с одной стороны, характеризуют степень разогрева носителей и вероятность ударной ионизации, а с другой — позволяют определить среднее время жизни электронов в электрических полях, в которых рекомбинация носителей происходит на притягивающие центры. Соответствующие кривые представлены на рис. 2 и 3. Видно, что ход кривых аналогичен зависимостям $A_i(E)$ и $B_T(E)$ в Ge. Однако, в связи с недостатком экспериментальных данных по пробоям в Si, надежность численных значений кинетических коэффициентов в широком диапазоне E значительно меньше, чем в Ge.

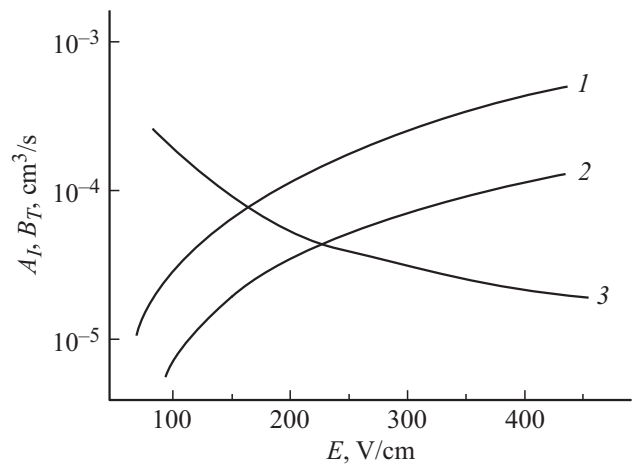


Рис. 2. Зависимость кинетических коэффициентов A_i (кривые 1, 2) и B_T (кривая 3) от E для *n*-Si (подробности в тексте).

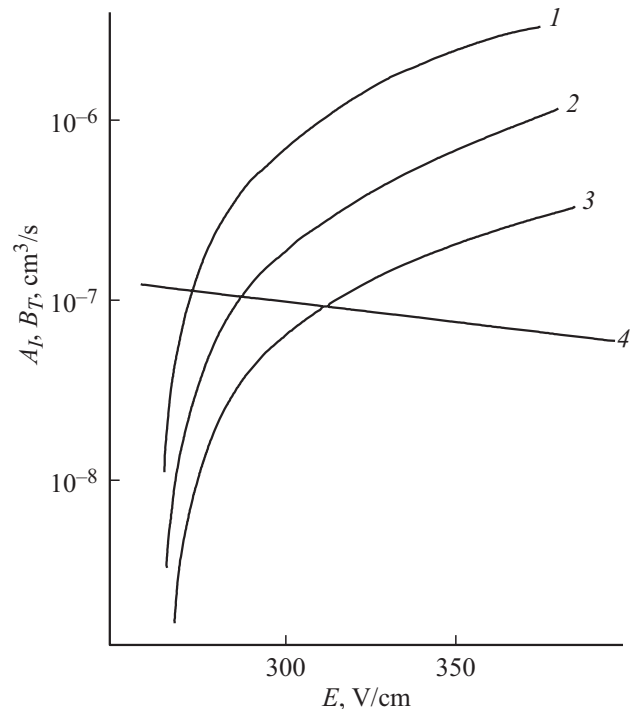


Рис. 3. Зависимости кинетических коэффициентов A_i (кривые 1, 2, 3) и B_T (кривая 4) от E для *p*-Si (подробности в тексте).

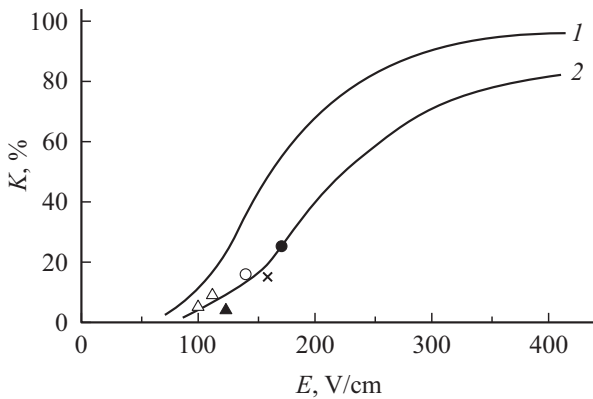


Рис. 4. Зависимость $E_{br}(K)$ для n -Si. Линии — расчет, точки — эксперимент.

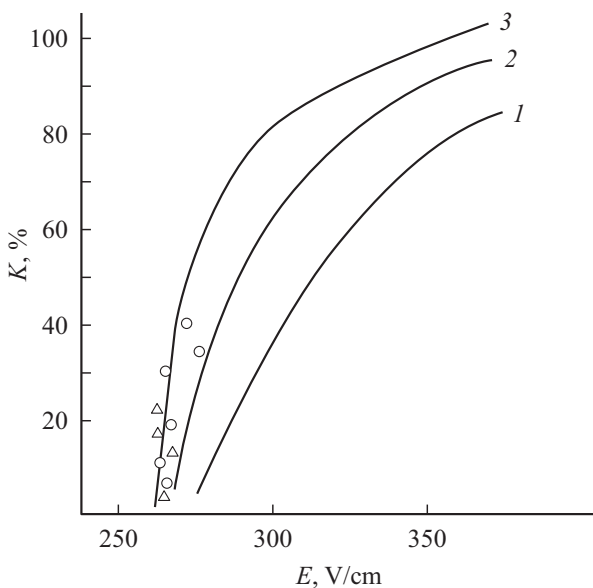


Рис. 5. Зависимость $E_{br}(K)$ для p -Si. Линии — расчет, точки — эксперимент.

Расчеты зависимостей $A_{in}(E)$ и $A_{ip}(E)$ выполнялись при разных значениях соответствующих сечений процесса ударной ионизации. Так, для n -Si „привязка“ к эксперименту дает значение сечения ударной ионизации $\sigma'_0 = 5.8 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ (примерно в 3 раза меньше расчетного $\sigma_0 = 2 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$, см. таблицу), что соответственно приводит к меньшим значениям $A'_i(E)$ — кривая 2, по сравнению с зависимостью 1 (см. рис. 2). Для p -Si зависимости $A_{ip}(E)$ вычислялись в трех приближениях:

— „тяжелых“ дырок, $\sigma_{0hh} = 1.19 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$, (кривая 1),

— „легких“ дырок, $\sigma_{0lh} = 3.67 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$, (кривая 2),

— с привязкой к эксперименту, $\sigma_0 = 4.3 \cdot \sigma_{0lh} = 1.57 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2$ (кривая 3).

Используя формулы (6)–(9) и критерий пробоя (5), рассчитаем зависимости $E_{br}(K)$ для n -Si (рис. 4) и p -Si (рис. 5). Точки на рисунках — экспериментальные значения E_{br} для образцов Si, как измеренных нами, так и заимствованных из литературы.

Приведенных экспериментальных данных, конечно, недостаточно для надежного сопоставления расчета с экспериментом. Тем не менее мы учли их значения в подборе величины σ_0 (которое и в случае Ge являлось подгоночным параметром), так как иначе ни одна из теоретических кривых $E_{br}(K)$ (кривая 1 на рис. 4 и кривые 1, 2 на рис. 5) не совпадают с экспериментом даже в области малых компенсаций. Кривые $E_{br}(K)$ были рассчитаны с использованием соответствующих (по номерам) зависимостей $A_{in,p}(E)$ и $B_T(E)$ (рис. 2, 3).

Таким образом, впервые выполнен расчет зависимости $E_{br}(K)$ для n - и p -Si и дано подробное обоснование правомочности такого расчета. Сопоставление с экспериментальными результатами в области компенсаций $K \lesssim 30\%$ показало, что, используя привязку к эксперименту при определении сечения σ , можно получить удовлетворительное соответствие теоретических и экспериментальных результатов. При этом полученные подгоночные параметры не выходят за рамки возможных значений сечений процесса ударной ионизации. Кривые $E_{br}(K)$ могут быть использованы для оценки степени компенсации Si с концентрацией основной примеси $N \lesssim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ по величине E_{br} .

Список литературы

- [1] В.Ф. Банная, Л.И. Веселова, Е.М. Гершензон, В.А. Чуенков. ФТП, 7 (10), 1972 (1973).
- [2] В.Ф. Банная, Л.И. Веселова, Е.М. Гершензон, Ю.А. Гурвич. ФТП, 10 (3), 452 (1976).
- [3] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [4] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. ЖЭТФ, 60 (2), 867 (1971).
- [5] В.Ф. Банная, Е.М. Гершензон, Т.Г. Фукс. ФТП, 13 (2), 264 (1979).
- [6] В.Ф. Банная, Е.М. Гершензон, Ю.П. Ладыжинский, Т.Г. Фукс. ФТП, 7 (6), 1092 (1973).
- [7] Э. Конуэлл. *Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях* (М., Мир, 1970).

Редактор А.Н. Смирнов

Electrical breakdown in pure n - and p -Si

V.F. Bannaya¹, E.V. Nikitina²

¹ Moscow State University of Education,
119991 Moscow, Russia

² RVDN University,
117198 Moscow, Russia

Abstract The results of calculations of kinetic impact-ionization and thermal recombination coefficient dependencies on electric field in pure silicon are presented in the paper. On the analogy of germanium, electrical breakdown field dependencies E_{br} on the compensation ratio of material K are calculated. A detailed substantiation of such calculation is given. Curves $E_{br}(K)$ are produced and the comparison with experimental data in the field of weak compensations is made. Representing a satisfactory fit between theory and practice the linkage to the experimental results is performed.