

# Про природу кінетичних властивостей провідних кристалів та їх діагностика.

Д.т.н., проф. Я. Бужак

Національний університет «Львівська політехніка» вул. С бандери, 12, м. Львів, Україна, 79013

**Abstract.** In this article the method of the analyses of the experimental data of crystal's kinetic properties is described to find out their nature.

**Key-words:** crystal's kinetic properties, experimental data

## Вступ.

Концентрація носіїв зарядів  $n$ , електропровідність кристалів  $\sigma$ , коефіцієнт ефекта Холла  $R$ , коефіцієнт ефекта Зеебека  $\alpha$ , коефіцієнт ефекта Бернста-Еттинггаузена  $N$ , дрейфова рухливість  $U_D$  носіїв зарядів в кристалі, та холлівська рухливість  $U_H$  – це дуже важливі властивості напівпровідникових кристалів, бо практично часто ці властивості безпосередньо визначають практичне значення напівпровідникового кристала у виробництві низки приладів твердотілої електроніки. Крім того ці властивості часто використовуються в аналізах експериментальних даних різних кінетичних властивостей кристалів з метою в'ясування їх природи. Це дуже важлива задача, бо вона пов'язана з проблемою прогнозування напівпровідникових кристалів із заданими властивостями в процесах їх технологічного синтезу.

## Елементи теорії

В кінетичній теорії кристалів [1–5], яка ґрунтується на методах статистичних ансамблів із змінною кількістю частинок і користуючись великим канонічним розподілом Гіббса для нерівноважних ансамблів, показано, що для ізотропних кристалів, в умовах слабого магнітного поля, або його відсутності, їх кінетичні властивості  $\sigma, R, \alpha, U_H, U_D$  та концентрація носіїв зарядів  $n$  в кристалах описуються такими загальними формулами:

$$n(\mu^*, T) = J(0, 0, \mu^*, T); \quad (1)$$

$$\sigma(\mu^*, T) = en(\mu^*, T) \frac{J(0, 1, \mu^*, T)}{J(0, 0, \mu^*, T)}; \quad (2)$$

$$R(\mu^*, T) = \frac{1}{ze n(\mu^*, T)} \frac{J(0, 0, \mu^*, T) J(0, 2, \mu^*, T)}{J(0, 1, \mu^*, T)^2}; \quad (3)$$

$$\alpha(\mu^*, T) = \left( \frac{k}{ze} \right) \left( \frac{J(1, 1, \mu^*, T)}{J(0, 1, \mu^*, T)} - \mu^* \right); \quad (4)$$

$$N(\mu^*, T) = \left( \frac{k}{e} \right) U_H(\mu^*, T) \left[ \frac{J(1, 1, \mu^*, T)}{J(0, 1, \mu^*, T)} - \frac{J(1, 2, \mu^*, T)}{J(0, 2, \mu^*, T)} \right]; \quad (5)$$

$$U_D(\mu^*, T) = \frac{J(0, 1, \mu^*, T)}{J(0, 0, \mu^*, T)}; \quad (6)$$

$$U_H(\mu^*, T) = |\alpha| = \frac{J(0, 2, \mu^*, T)}{J(0, 1, \mu^*, T)} = U_D(\mu^*, T) \frac{J(0, 0, \mu^*, T) J(0, 2, \mu^*, T)}{J(0, 1, \mu^*, T)^2} \quad (7)$$

В цих формулах  $k$  – постійна Больцмана,  $e$  – абсолютна величина заряду електрона, ( $z = \pm 1$ ) – знак заряду, крім того для зручності записів кінетичних (інтегралів) функціоналів  $J(i, j, \mu^*, T)$  використане таке позначення:

$$J(i, j, \mu^*, T) = \int_0^\infty \left( \frac{\varepsilon}{kT} \right)^i u(\varepsilon)^j G(\varepsilon) \left( - \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon. \quad (8)$$

В цьому функціоналі  $u(\varepsilon)$  – розмірна функція розсіювання з розмірністю рухливості. Вона описує вплив процесів розсіювання носіїв зарядів в кристалі на дефектах кристалічної ґратки на його кінетичні властивості. Функція  $G(\varepsilon)$ , яка теж є складовою функціонала, описує загальну кількість енергетичних рівнів в дозволений зоні енергії в інтервалі  $0 \div \varepsilon$ , вона описується такою загальною формулою:

$$G(\varepsilon) = \int_0^\varepsilon \left( \frac{2}{h^3} \oint_{\varepsilon(p)} \frac{dS}{|\nabla_{\vec{p}} \varepsilon(\vec{p})|} \right) d\varepsilon \quad (9)$$

В цій формулі  $h$  – постійна Планка, а поверхневий інтеграл береться по енергетичній поверхні, яка задається законом дисперсії  $\varepsilon_{\vec{p}} = \varepsilon(\vec{p})$  носіїв зарядів. Функціонал також залежить і від відомої функції Фермі-Дірака  $f_0 = f_0\left(\frac{\varepsilon}{kT} - \mu^*\right)$ , яка має залежність від приведенного хімічного потенціала  $\mu^*$  та температури кристала.

Аналіз загальних формул властивостей кристала (1)-(7) показує, що всі вони описуються функціоналом (8) з різними показниками  $i$  та  $j$ . Загальний математичний аналіз цього функціонала [6] показав, що він відповідає такому відношенню:

$$\left( \frac{J(0, 1, \mu^*, T)}{J(0, 0, \mu^*, T)} \right)^2 \leq \frac{J(0, 2, \mu^*, T)}{J(0, 0, \mu^*, T)},$$

тобто

$$f_R(\mu^*, T) = \frac{J(0, 0, \mu^*, T) J(0, 2, \mu^*, T)}{J(0, 1, \mu^*, T)^2} \geq 1.$$

Ця функція входить в склад формули коефіцієнта Холла (2) і називається фактором розсіювання Холла. Цей фактор дорівнює одиниці, коли  $u(\varepsilon)$  не залежить від енергії  $\varepsilon$ , або коли носії заряду сильно вироджені, тобто коли  $\mu^* > +4$ .

Фактор розсіювання  $f_R(\mu^*, T)$  має також і фізичний зміст. Дійсно маємо

$$f_R(\mu^\bullet, T) = \frac{J(0,0,\mu^\bullet, T)J(0,2,\mu^\bullet, T)}{J(0,1,\mu^\bullet, T)^2} = \frac{J(0,0,\mu^\bullet, T)^2 J(0,2,\mu^\bullet, T)}{J(0,0,\mu^\bullet, T)J(0,1,\mu^\bullet, T)^2} =$$

$$= \frac{J(0,2,\mu^\bullet, T)}{J(0,0,\mu^\bullet, T)} \left( \frac{J(0,1,\mu^\bullet, T)}{J(0,0,\mu^\bullet, T)} \right)^{-2} = \frac{\langle u^2; \mu^\bullet, T \rangle}{\langle u; \mu^\bullet, T \rangle^2}.$$

В цій формулі кутовими дужками позначенні середнє статистичне значення дрейфової рухливості носіїв зарядів

$$\langle u; \mu^\bullet, T \rangle = \frac{J(0,1,\mu^\bullet, T)}{J(0,0,\mu^\bullet, T)} = U_H(\mu^\bullet, T)$$

та середнє статистичне значення квадрата рухливості  $\langle u^2; \mu^\bullet, T \rangle$ . Отже, згідно із правилами алгебри статистичних розрахунків, відношення

$$\frac{\langle u^2; \mu^\bullet, T \rangle}{\langle u; \mu^\bullet, T \rangle^2} \geq 1$$

завжди більше, або дорівнює одиниці.

Розглянемо тепер властивості (1-7) для ізотропних кристалів із заком дисперсії для носіїв зарядів

$$\varepsilon_p = \varepsilon(p), \text{ де } p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2} \quad (10)$$

– модуль квазіімпульса носія заряду, який допускає таке представлення:

$$p = p(\varepsilon). \quad (10a)$$

В цьому випадку відомо, що

$$G(\varepsilon) = \frac{8\pi}{3h^3} p^3(\varepsilon), \quad (11)$$

а квантово-механічні розрахунки засвідчують, що для важливих механізмів розсіювання функція розсіяння  $u(\varepsilon)$  описується такою формулою [7,8]:

$$u(\varepsilon) = U^{(r)}(T) p^{(2r-3)} \left( \frac{d\varepsilon}{dp} \right)^2. \quad (12)$$

В цій формулі  $U^{(r)}(T)$  – відома для конкретного механізму розсіювання температурна функція, а  $r$  називається показником розсіювання і має такі значення:

$r = 0$  для розсіювання носіїв зарядів на акустичних фононах і на точкових дефектах кристалічної ґратки;

$r = 1$  для розсіювання на оптичних фононах при температурі кристала вищій від температури Дебая  $\theta$ ;

$r = 2$  для розсіювання на іонах домішкових атомів кристалічної ґратки.

Для складного змішаного розсіювання, коли одночасно існують механізми розсіювання з різними показниками розсіювання  $r_1, r_2, \dots, r_n$  загальна функція розсіювання визначається такою загальною формулою:

$$\frac{1}{u} = \frac{1}{u(r_1)} + \frac{1}{u(r_2)} + \dots + \frac{1}{u(r_n)} \quad (13)$$

Застосуємо тепер алгоритмічні формули (1-7) для розрахунків кінетичних властивостей ізотропних кристалів з вузькими забороненими зонами енергії  $E_G$ .

В таких кристалах, як правило, закони дисперсії електронів і дірок описуються непараболічною зоною Кейна

$$\frac{p^2}{2m^*} = \varepsilon + \frac{\varepsilon^2}{E_G}, \text{ тобто } p = \sqrt{2m^* \varepsilon \left(1 + \frac{\varepsilon}{E_G}\right)} \quad (14)$$

де  $m$  – маса вільного електрона, а  $m^*$  – відносна ефективна маса електрона або дірки в кристалі.

Для закону дисперсії (14) і актуальних механізмів розсіювання, які визначаються показником розсіювання  $r$ , функціонал (8), враховуючи формули (11) і (12), має таке значення

$$J(i, j, \mu^\bullet, T) = U^{(r)}(T)^j N_C(T) I(i, j, \mu^\bullet, T), \quad (15)$$

де використані такі позначення:

$$N_C(T) = \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \left( \frac{2\pi m^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (15a)$$

$U^{(r)}(T)$  – розмірна функція температури з розмірністю рухливості, вона описується такою формулою

$$U^{(r)}(T) = \left[ \frac{1}{T} (U_A \delta(0, r) + U_O \delta(1, r)) + U_I \delta(2, r) \right] (m^*)^{(r-5/2)} T^{(r-1/2)} \quad (15b)$$

де  $U_A, U_O, U_I$  – розмірні константи кристала, які залежать від природи кристала та від природи механізмів розсіювання носіїв струму на дефектах кристалічної ґратки, а  $\delta(m, n)$  – це відома функція Кронеккера, вона має такі значення:  $\delta(m, n) = 1$ , якщо  $m = n$ ,  $\delta(m, n) = 0$ , якщо  $m \neq n$ ; безрозмірний функціонал  $I(i, j, \mu^\bullet, T)$  має таке значення:

$$I(i, j, \mu^\bullet, T) = \int_0^\infty x^i \frac{(x + \beta(T)x^2)^{(rj-j/2+3/2)}}{(1 + 2\beta(T)x)^{2j}} \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon. \quad (15b)$$

В цій формулі  $\beta(T) = \frac{kT}{E_G}$  – параметр непараболічної

зони спектру, який в кристалах з широкою забороненою зоною  $E_G$  може мати значення дуже близьке до нуля, і тоді непараболічна зона Кейна (14) перетворюється в параболічну зону енергії, а всі розрахунки в цьому випадку будуть відноситись до кристалів з параболічним законом дисперсії.

Підставимо тепер значення функціонала (15) у формули (1)–(7) для відповідних кінетичних коефіцієнтів, тоді маємо:

$$n(\mu^{\bullet}, T) = N_C(T)I(0,0, \mu^{\bullet}, T); \quad (16)$$

$$\sigma(\mu^{\bullet}, T) = en(\mu^{\bullet}, T)U^{(r)}(T) \frac{I(0,1, \mu^{\bullet}, T)}{I(0,0, \mu^{\bullet}, T)}; \quad (17)$$

$$R(\mu^{\bullet}, T) = \frac{1}{zen(\mu^{\bullet}, T)} \frac{I(0,0, \mu^{\bullet}, T)I(0,2, \mu^{\bullet}, T)}{I(0,1, \mu^{\bullet}, T)^2}; \quad (18)$$

$$\alpha(\mu^{\bullet}, T) = \left( \frac{k}{ze} \right) \left( \frac{I(1,1, \mu^{\bullet}, T)}{I(0,1, \mu^{\bullet}, T)} - \mu^{\bullet} \right); \quad (19)$$

$$N(\mu^{\bullet}, T) = \left( \frac{k}{e} \right) U_H(\mu^{\bullet}, T) \left[ \frac{I(1,1, \mu^{\bullet}, T)}{I(0,1, \mu^{\bullet}, T)} - \frac{I(1,2, \mu^{\bullet}, T)}{I(0,2, \mu^{\bullet}, T)} \right]; \quad (20)$$

$$U_D(\mu^{\bullet}, T) = U^{(r)}(T) \frac{I(0,1, \mu^{\bullet}, T)}{I(0,0, \mu^{\bullet}, T)}; \quad (21)$$

$$\begin{aligned} U_H(\mu^{\bullet}, T) &= |\sigma R| = U^{(r)}(T) \frac{I(0,2, \mu^{\bullet}, T)}{I(0,1, \mu^{\bullet}, T)} = \\ &= U_D(\mu^{\bullet}, T) \frac{I(0,0, \mu^{\bullet}, T)I(0,2, \mu^{\bullet}, T)}{I(0,1, \mu^{\bullet}, T)^2}. \end{aligned} \quad (22)$$

За формулами (16–22) кінетичних властивостей кристалів замічаємо, що для їх теоретичних розрахунків необхідно знати: показник розсіяння  $r$ , тобто знати механізм розсіювання носіїв зарядів в кристалі, приведений хімічний потенціал  $\mu^{\bullet}$  та їх відносну ефективну масу  $m^{\bullet}$ . При наявності таких даних за цими формулами можна зробити їх теоретичні розрахунки і зіставити з експериментальними даними, які в дослідницьких лабораторіях описуються множинами залежностей властивостей кристала (16–22) від значень температури кристала  $T_1, T_2, T_3, \dots, T_i$ . Такі множини в комп'ютерному пакеті MathCAD записуються у векторній формі у вигляді прямокутних матриць.

### Висновки

Для визначення механізмів розсіювання носіїв зарядів в кристалах, як правило, в дослідницьких лабораторіях використовують множину залежностей рухливості Холла від різних значень температури.

Регресивний аналіз цієї множини показує, що для кристалів в домішкочивій області провідності вона описується такою формулою регресії:

$$U_H r \cong \exp(a)T^b, \quad (23)$$

де  $a$  і  $b$  – це коефіцієнти регресії, які залежать від природи кристала та від механізмів розсіювання.

Якщо коефіцієнт  $b < 0$ , то це згідно з висновками кінетичної теорії властивостей кристалів (див. формули (15), (15а), (15б), (15в) та (22)), засвідчує велику імовірність розсіювання носіїв струму на теплових коливаннях кристалічної ґратки кристалів. Таке коливання може бути складним: з показником

розсіювання  $r = 0$ , для розсіювання на акустичних фонах кристалічної ґратки, і показником  $r = 1$ , для розсіювання на оптичних фонах ґратки.

Якщо коефіцієнт  $b > 0$ , то ці самі формули засвідчують імовірність розсіювання носіїв струму на іонізованих домішках кристалічної ґратки, а таке розсіювання характеризується показником розсіювання  $r = 2$ .

Отже, за допомогою множини значень залежності холлівської рухливості від різних значень температури кристала можна з досить великою точністю визначити показник розсіювання  $r$ , тобто функцію розсіювання  $u(\varepsilon)$ .

Для визначеного таким способом показника розсіювання  $r$  аналітичне значення залежності коефіцієнта Зеебека від  $\mu^{\bullet}$  описується формулою (19). В зв'язку з цим одержуємо тепер для визначення множини значень  $\mu_i^{\bullet} = \mu^{\bullet}(T_i)$  нелінійну трансцендентну систему рівнянь

$$f(\mu_i^{\bullet}, T_i, \alpha \varepsilon_i) = \alpha(\mu_i^{\bullet}, T_i) - \alpha \varepsilon_i = 0 \quad (24)$$

в цій формулі  $\alpha \varepsilon_i$  – експериментальні значення коефіцієнта Зеебека.

Ця система рівнянь в комп'ютерному пакеті MathCAD легко розв'язується за допомогою вписаної в пакет root- функції чотирьох аргументів

$$\mu^{\bullet}(T, \alpha \varepsilon) = \text{root}(f(\mu^{\bullet}, T, \alpha \varepsilon), \mu^{\bullet}, \mu_a^{\bullet}, \mu_b^{\bullet}),$$

$$\mu_i^{\bullet} := \mu^{\bullet}(T_i, \alpha \varepsilon_i). \quad (25)$$

У цій формулі  $\mu_a^{\bullet} \div \mu_b^{\bullet}$  – це можливий інтервал значень приведенного хімічного потенціала в якому знаходиться корінь рівняння (24).

Визначивши в досліджуваному інтервалі температури множину значень приведенного хімічного потенціала  $\mu_i^{\bullet} = \mu^{\bullet}(T_i)$ , за формулою (25), і маючи множину експериментальних значень коефіцієнта Холла  $Re_i$ , тоді відносну ефективну масу носіїв зарядів можна розрахувати за таким відношенням:

$$m_i^{\bullet} = \left( \frac{h^2}{2\pi m k T_i} \right) \left( \frac{3\sqrt{\pi}}{8} \frac{1}{e Re_i} \frac{I(0,2, \mu_i^{\bullet}, T_i)}{I(0,1, \mu_i^{\bullet}, T_i)^2} \right)^{2/3}. \quad (26)$$

Визначений за холлівською рухливістю показник розсіювання  $r$  дає можливість за алгоритмами (24)–(26) розрахувати приведений хімічний потенціал  $\mu_i^{\bullet}$  та відносну ефективну масу носіїв зарядів  $m_i^{\bullet}$ , яка може залежати від температури. При наявності цих величин можна за допомогою функціонала (15) розрахувати кінетичні властивості кристалів (16)–(22) і зіставити ці розрахунки з експериментальними даними. Розрахунки такого типу зручно виконувати в комп'ютерному пакеті MathCAD, а збіжність розрахованих і експериментальних значень різних кінетичних властивостей кристала зручно оцінювати за допомогою вписаного в пакет коефіцієнта кореляції Пірсона  $\text{corr}(K_e, K_r) \leq 1$ . В цьому кореляторі  $K_e$  – век-

тор експериментальних значень кінетичної властивості  $K$ , а  $K_t$  – вектор теоретичних значень цієї властивості, які розраховувались за формулами (16–22).

При добрій кореляції експериментальних і розрахованих значень, тобто при добрій збіжності цих значень, коефіцієнт кореляції Пірсона дуже близький до одиниці, а при слабкій збіжності цей коефіцієнт досить помітно менший від одиниці.

Такі методи розрахунків і вимірювань детально описані в роботах [9–12], для селенистого свинцю з ізотропним законом дисперсії для носіїв зарядів, який описується формулою (14).

У цитованих роботах [9–12] коефіцієнт кореляції Пірсона в аналізах мав значення в такому числовому інтервалі:  $\text{corr}(K_e, K_t) \cong 0,975 \div 0,99$ . Такі значення коефіцієнта кореляції засвідчували добру збіжність експериментальних і теоретичних даних в аналізах відповідних робіт.

[1]. Буджак Я.С. Исследование явлений переноса в полупроводниках со сложным зонным спектром. Автореферат докторской диссертации физико-математических наук. Ленинград. 1985.

[2]. Я.С. Буджак. Термодинамические методы в исследовании кинетических свойств полупроводников. // Термодинамика и материаловедение полупроводников. Четвертая всесоюзная конференция. (Тезисы докладов). Часть 1. С. 56–57, июнь 1989 г. Москва 1989 г.

[3]. Я.С. Буджак, Е.Н. Каретникова. Исследование кинетических свойств полупроводников с элементами программирования на алгоритмическом языке «Бейсик». Киев

УМК ВО 1988

[4]. Я.С. Буджак. Элементы теории кинетических властивостей кристаллов. Львів. Львівська політехніка 1996. 66.С.

[5]. Б.М. Аскеров. Кинетические эффекты в полупроводниках. Изд. «Наука» Лeningrad 1970. 303. С.

[6]. Г. Пелиа, Г. Сега. Задачи и теоремы из анализа. Ч.1. Изд. «Наука». Главная редакция физико-математической литературы. Москва. 1978.391.С. (стр.77.п.77)

[7]. Б.М. Аскеров. Электронные явления переноса в полупроводниках. Москва «Наука» Главная редакция физико-математической литературы 1985. 318.С.

[8]. Я.С. Буджак, М.М. Вакив. Элементы статистической теории тепловых и кинетических властивостей кристаллов. Львів. Ліга–Прес 2010. С.180.

[9]. Я.С. Буджак, О.В. Зуб. До питання про транспорт носіїв струму в кристалах селенистого свинцю. // Вісник Національного університету «Львівська політехніка», Електроніка, №681, 2010, С.173–177.

[10]. Я.С. Буджак, О.В. Зуб. Кінетичні властивості селенистого свинцю та їх аналіз в кмп'ютерном у середовищі MathCAD. // Східно-Європейський журнал передових технологій 3 / 7 (45) 2010 . С. 4–7.

[11]. Я.С. Буджак, О.В. Зуб. Властивості PbSe зумовлені електронним транспортом та їх аналіз в середовищі MathCAD // VII міжнародна школа-конференція «Актуальні проблеми фізики напівпровідників». Тези доповідей. Прикарпаття, Дрогобич, Україна 28 вересня – 1 жовтня 2010 року. С. 91 – 92.

[12]. Я.С. Буджак, О.В. Зуб. До питання про домішкові атоми та деякі технологічні комплекси в селенистому свинці. // VII міжнародна школа-конференція «Актуальні проблеми фізики напівпровідників». Тези доповідей. Прикарпаття, Дрогобич, Україна 28 вересня – 1 жовтня 2010 року. С. 93–94

## До 160-річчя Миколи Кибальчича

Народився 25 червня 1853 р. в м. **Короп** на Чернігівщині в родині священика. Закінчив Новгород-Сіверську гімназію. Навчався згодом у Петербурзькому інституті інженерів шляхів сполучення (1871–1873 р.). Не закінчивши його, він перейшов у Медико-хірургічну академію. Тут Кибальчич і познайомився з народольцями та їхніми ідеями. У 1875 р. за зберігання нелегальної літератури був заарештований і майже три роки провів у Лук'янівській в'язниці в Києві. В умовах заборони продовжити освіту обрав шлях революціонера-підпільника. Працює і в підпільних друкарнях, і у так званих «пекельних лабораторіях», де виготовляли вибухівку і зброю для терористичних актів. Там і проявився його неабиякий талант хеміка і винахідника. Микола навчився у домашніх умовах робити нітрогліцерин і динаміт. Динаміт Кибальчича за своїми характеристиками перевершив динаміт його винахідника — шведа Нобеля.



На імператора Олександра II «Визволителя» терористи-народольці здійснили шість замахів. Кибальчич проаналізував помилки попередніх замахів і вирішив створити бомбу, якій би не було рівних. Царські генерали пізніше назвуть її справжнім дивом і новим словом у вибухотехніці. По суті, вона стала прообразом сучасної гранати. Подібних зразків у той час техніка Європи ще не знала.

Під час останнього замаху на царя 1 березня 1881 р. вирішальну роль зіграла «зайвіна сила» бомби, створеної Кибальчичем. Його заарештували через сімнадцять днів після теракту. У камері, за кілька днів до страти, Микола розробив проект реактивного літального апарата. У проекті розглянув пристрій порохового ракетного мотора, керування польотом шляхом зміни кута нахилу мотора, програмний режим горіння, забезпечення стійкості апарата тощо. Схему унікального апарата арештант надряпав уламком гудзика на стіні каземату... Миколі Кибальчичу вдалося передати папери з розробленим проектом адвокату. Однак їх вилучила царська «охранка», долучила їх до справи і відправила у спецархіви таємної канцелярії. Уперше були опубліковані в 1918 р. в журналі «Былое», № 4–5. В проекті Кибальчич обґрунтував вибір робочого тіла і джерела енергії апарата, висунув ідею про можливість застосування броньованого пороху для реактивного мотора і про необхідність забезпечення програмованого режиму горіння пороху, розробив пристрій для подачі палива і регулювання, способи запалювання. Подачу порохових шашок в камеру згорання Кибальчич планував забезпечувати за допомогою автоматичних годинникових механізмів. Досліджуючи питання щодо стійкості польоту, Кибальчич зазначив, що стабілізація апарата може проводитися як відповідним розподілом мас, так і за допомогою крил-стабілізаторів. В проекті досліджене питання про гальмування апарата при спуску. В кінці пояснювальної записки Кибальчич виказав думку про те, що успіх у вирішенні проблеми залежить від вибору співвідношення між масою корисного вантажу, габаритами порохових шашок і геометричними розмірами камери згорання двигунів. Розвиток ракетотехніки було відкинуто назад майже на тридцять років. Тож можна лише уявити, як би розвивалася техніка, коли б Кибальчич спрямував свій талант у мирне русло. Кибальчич був страчений 3 квітня 1881 р.

За матеріалами Міжнародної павутини, **Василь Чабан**